

UNIVERSIDAD CARLOS III DE MADRID



Departamento de Mecánica de Medios Continuos y
Teoría de Estructuras

Proyecto Fin de Carrera

**ANÁLISIS DE LA DISPERSIÓN Y
ATENUACIÓN DE LAS ONDAS
REGISTRADAS EN ENSAYOS DE BARRA
HOPKINSON DE ESPUMAS METÁLICAS**

AUTOR: Miguel Martín Rojo

TUTOR: Dr. D. José Luis Pérez Castellanos

DEDICATORIA

A mis padres, Eduardo y Paquita,

A mis hermanos, Eduardo y Patricia,

Al tutor de este proyecto, Dr. D. José Luis Pérez Castellanos,

Al Dr. D. Ignacio Alejandro Irausquín Castro

Al departamento de “Mecánica de Medios Continuos y Teoría de estructuras”,

A todos mis amigos y compañeros.

INDICE

1. INTRODUCCIÓN	9
1.1. CARACTERIZACIÓN DINÁMICA DE MATERIALES	9
1.2. ENSAYOS DINÁMICOS	9
1.3. LA BARRA HOPKINSON	10
1.4. ENSAYO EN BARRA HOPKINSON CON BARRAS DE MATERIAL VISCOELÁSTICO	13
1.5. OBJETIVO DEL PROYECTO	14
1.6. ESTRUCTURA Y CONTENIDOS DEL DOCUMENTO	14
2. ESTADO DEL ARTE.....	17
2.1. ANÁLISIS DE LAS ONDAS REGISTRADAS SEGÚN LA TEORÍA DE ONDAS UNIDIMENSIONALES	17
2.2. ANÁLISIS DE LA DISPERSIÓN GEOMÉTRICA DE LAS ONDAS	18
2.3. MÉTODOS APLICABLES A LA CORRECCIÓN DE LA ATENUACIÓN Y DISPERSIÓN DE LAS ONDAS EN ENSAYOS EN SHPB	21
3. MATERIALES Y MÉTODOS	27
3.1. LAS ESPUMAS METÁLICAS	27
3.1.1. CARACTERÍSTICAS	27
3.1.2. APLICACIONES.....	27
3.1.3. ESTRUCTURA	28
3.1.4. PROPIEDADES MECÁNICAS	28
3.1.5. CARACTERIZACIÓN	29
3.1.6. ENSAYO DE COMPRESIÓN DINÁMICO.....	30
3.1.7. COMPORTAMIENTO A COMPRESIÓN	30
INFLUENCIA DE LA ESTRUCTURA.....	30
INFLUENCIA DE LA DENSIDAD	31
INFLUENCIA DE LA DEFORMACIÓN	31
INFLUENCIA DE LA VELOCIDAD DE DEFORMACIÓN	31
3.2. BARRA HOPKINSON CON BARRAS VISCOELÁSTICAS	31
3.3. PROCEDIMIENTO DE ENSAYO	33
4. RESULTADOS	35
4.1. HERRAMIENTA NUMÉRICA	35
MÓDULO 1.- “VACÍO”	35
MÓDULO 2.- “ENSAYO”	35
MÓDULO 3.- “RESULTADO”	36
4.2. ENSAYOS EN VACÍO.....	36
4.3. DETERMINACIÓN DEL MÓDULO DE YOUNG DEL PMMA	37
4.4. ESTIMACIÓN EXPERIMENTAL DEL COEFICIENTE DE ATENUACIÓN Y DEL NÚMERO DE ONDA	39
4.5. ESTUDIOS Y ANÁLISIS NUMÉRICOS.....	41
4.5.1 Determinación del tamaño e instante de comienzo de la onda	41
ENSAYO CON 225 PUNTOS.....	41
ENSAYO CON 150 PUNTOS.....	43
ENSAYO CON 150 PUNTOS, MODIFICANDO EL PUNTO DE COMIENZO DE LA ONDA	44
4.5.2 Análisis de la posibilidad de filtrado puntual de las ondas corregidas	46
4.5.3 Análisis de la positividad del coeficiente de atenuación	51
4.5.4 Corrección de las ondas obtenidas en un ensayo a una velocidad de deformación con el coeficiente de atenuación obtenido en ensayos en vacío a otra velocidad de deformación	52
4.6. CORRECCIÓN DE LA DISPERSIÓN Y LA ATENUACIÓN DE ONDAS REGISTRADAS EN ENSAYOS REALES	55

4.6.1.	OBTENCIÓN DEL COEFICIENTE DE PROPAGACIÓN	55
4.6.2.	OBTENCIÓN DE LA RELACIÓN $\sigma N - \epsilon N$ CORREGIDAS	57
5.	OTRAS APLICACIONES.....	59
6.	CONCLUSIONES	61
7.	TRABAJOS FUTUROS.....	63
ANEXO		65
REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS		69

INDICE DE FIGURAS

FIGURA 1.1 REPRESENTACIÓN ESQUEMÁTICA DE LA BARRA HOPKINSON DE COMPRESIÓN	11
FIGURA 1.2 REPRESENTACIÓN ESQUEMÁTICA DE LA BARRA HOPKINSON DE TRACCIÓN	12
FIGURA 2.1 PATRÓN DEL PULSO GENERADO EN UNA BARRA DE LONGITUD FINITA POR UN IMPACTO LONGITUDINAL EN UNO DE SUS EXTREMOS [BACON, 1998]	24
FIGURA 3.1 USOS DE ESPUMAS METÁLICAS EN VEHÍCULOS [CYMAT TECHNOLOGIES, 2008]	28
FIGURA 3.2 MICROGRAFÍAS DE ESPUMAS DE ALUMINIO DE CELDA ABIERTA Y CERRADA [ANDREWS ET AL., 1999]	28
FIGURA 3.3 EFECTO DEL TAMAÑO RELATIVO DE LA PROBETA (L/D) SOBRE EL MÓDULO DE YOUNG DE UN PAR DE ESPUMAS METÁLICAS COMERCIALES [ANDREWS ET AL., 2001]	29
FIGURA 3.4 PERCUTORES FABRICADOS CON PMMA PARA EL ENSAYO EN UNA BARRA HOPKINSON DE ALPORAS 10%	32
FIGURA 3.5 EQUIPO PARA ENSAYO EN BARRA HOPKINSON DE COMPRESIÓN DOTADO DE PERCUTOR Y BARRAS DE PMMA (VISTA LATERAL DERECHA)	32
FIGURA 3.6 EQUIPO PARA ENSAYO EN BARRA HOPKINSON DE COMPRESIÓN DOTADO DE PERCUTOR Y BARRAS DE PMMA (VISTA LATERAL IZQUIERDA)	33
FIGURA 3.7 DETALLE DE LAS BARRAS INCIDENTE Y TRANSMISORA DE PMMA	33
FIGURA 4.1 ESQUEMA DE MEDICIONES DE TIEMPO EFECTUADAS EN LA BARRA INCIDENTE PARA LA ESTIMACIÓN DEL MÓDULO DE YOUNG (E) DEL PMMA	38
FIGURA 4.2 COMPARACIÓN ENTRE LAS ONDAS INCIDENTE Y TRANSMITIDA OBTENIDAS EN UN ENSAYO SIN PROBETA EN SHPB A UNA VELOCIDAD DE IMPACTO DE $V_{st}=8$ M/S	39
FIGURA 4.3 COMPARACIÓN ENTRE LAS ONDAS INCIDENTE Y TRANSMITIDA OBTENIDAS EN UN ENSAYO SIN PROBETA EN SHPB A UNA VELOCIDAD DE IMPACTO $V_{st}=12$ M/S	40
FIGURA 4.4 ONDAS INCIDENTE Y REFLEJADA SIN CORREGIR FRENTE A LA REFLEJADA CORREGIDA PARA UN ENSAYO EN VACÍO PARA 225 PUNTOS	42
FIGURA 4.5(ROJO) ONDAS INCIDENTE + REFLEJADA CORREGIDAS FRENTE A LA TRANSMITIDA CORREGIDA (AZUL) PARA 225 PUNTOS	42
FIGURA 4.6 CURVAS $\sigma N - \epsilon N$ PARA UN ENSAYO CON 225 PUNTOS	43
FIGURA 4.7 ONDAS INCIDENTE Y REFLEJADA SIN CORREGIR FRENTE A LA REFLEJADA CORREGIDA PARA UN ENSAYO EN VACÍO PARA 150 PUNTOS	43
FIGURA 4.8 ONDAS (ROJO) ONDAS INCIDENTE + REFLEJADA CORREGIDAS FRENTE A LA TRANSMITIDA CORREGIDA (AZUL) PARA 150 PUNTOS	44
FIGURA 4.9 CURVAS $\sigma N - \epsilon N$ PARA UN ENSAYO CON 150 PUNTOS	44
FIGURA 4.10 COMPARACIÓN DE LA INFLUENCIA DEL PUNTO DE INICIO DE LA ONDA	45
FIGURA 4.11(ROJO) ONDAS INCIDENTE + REFLEJADA CORREGIDAS FRENTE A LA TRANSMITIDA CORREGIDA (AZUL) PARA 300 PUNTOS	46
FIGURA 4.12 CURVA TENSIÓN-DEFORMACIÓN PARA UN ENSAYO DE 150x2 PUNTOS	46
FIGURA 4.13 ONDA REFLEJADA CORREGIDA DE 225 PUNTOS	47
FIGURA 4.14 AMPLIACIÓN DE LA ONDA REFLEJADA CORREGIDA DE 225 PUNTOS	47
FIGURA 4.15 TRANSFORMADA DE FOURIER DE LA ONDA REFLEJADA CORREGIDA $\epsilon r(\omega)$ DE 225 PUNTOS	48
FIGURA 4.16 AMPLIACIÓN DE TRANSFORMADA DE FOURIER DE LA ONDA REFLEJADA CORREGIDA $\epsilon r(\omega)$ DE 225 PUNTOS ..	48
FIGURA 4.17 COEFICIENTE DE ATENUACIÓN $\alpha(\omega)$	49
FIGURA 4.18 COEFICIENTE DE ATENUACIÓN $\alpha(\omega)$ [C. BACON, 1998]	49
FIGURA 4.19 COEFICIENTE DE ATENUACIÓN $\alpha(\omega)$ PARA UNA PRESIÓN DE 1 BAR	49
FIGURA 4.20 ONDA REFLEJADA CORREGIDA CON COEFICIENTE DE ATENUACIÓN $\alpha(\omega)$ SIN MODIFICAR Y MODIFICADO	50
FIGURA 4.21 ONDAS INCIDENTE Y REFLEJADA EN VACÍO CON COEFICIENTE DE ATENUACIÓN $\alpha(\omega)$ MODIFICADO	50
FIGURA 4.22 COMPARACIÓN ENTRE EL COEFICIENTE DE ATENUACIÓN Y EL VALOR ABSOLUTO DEL COEFICIENTE DE ATENUACIÓN $\alpha(\omega)$	51
FIGURA 4.23 COMPARACIÓN ENTRE ONDAS INCIDENTE Y REFLEJADA CORREGIDAS UTILIZANDO EL COEFICIENTE DE ATENUACIÓN (ARRIBA) Y EL VALOR ABSOLUTO DEL COEFICIENTE DE ATENUACIÓN $\alpha(\omega)$ (ABAJO)	51

FIGURA 4.24 ONDA TRANSMITIDA REGISTRADA EN UN ENSAYO DE ALPORAS 10% A 500 s^{-1} Y SU CORRECCIÓN CON EL COEFICIENTE DE PROPAGACIÓN $\gamma(\omega)$ OBTENIDO EN VACÍO A LA PRESIÓN DE 1 BAR	52
FIGURA 4.25 ONDA REFLEJADA REGISTRADA EN UN ENSAYO DE ALPORAS 10% A 500 s^{-1} Y SU CORRECCIÓN CON EL COEFICIENTE DE PROPAGACIÓN $\gamma(\omega)$ OBTENIDO EN VACÍO A LA PRESIÓN DE 1 BAR	53
FIGURA 4.26 ONDA TRANSMITIDA REGISTRADA EN UN ENSAYO DE ALPORAS 10% A 500 s^{-1} Y SU CORRECCIÓN CON EL COEFICIENTE DE PROPAGACIÓN $\gamma(\omega)$ OBTENIDO EN VACÍO A LA PRESIÓN DE 1,5 BAR	53
FIGURA 4.27 ONDA REFLEJADA REGISTRADA EN UN ENSAYO DE ALPORAS 10% A 500 s^{-1} Y SU CORRECCIÓN CON EL COEFICIENTE DE PROPAGACIÓN $\gamma(\omega)$ OBTENIDO EN VACÍO A LA PRESIÓN DE 1,5 BAR	53
FIGURA 4.28 COMPARACIÓN ENTRE LA ONDA INCIDENTE Y LA SUMA DE LAS ONDAS REFLEJADA Y TRANSMITIDA PARA LA ALPORAS 10% SIN CORREGIR	54
FIGURA 4.29 COMPARACIÓN ENTRE LA ONDA INCIDENTE Y LA SUMA DE LAS ONDAS REFLEJADA Y TRANSMITIDA PARA LA ALPORAS CORREGIDAS CON EL COEFICIENTE DE PROPAGACIÓN $\gamma(\omega)$ OBTENIDO A LA PRESIÓN DE 1 BAR.....	55
FIGURA 4.30 SEÑAL REGISTRADA EN ENSAYO EN VACÍO EN SHPB A UNA PRESIÓN DE 1 BAR.....	56
FIGURA 4.31 SEÑAL REGISTRADA EN ENSAYO EN VACÍO EN SHPB A UNA PRESIÓN DE 1,5 BAR.....	56
FIGURA 4.32 COEFICIENTE DE ATENUACIÓN $\alpha(\omega)$ OBTENIDO PARA UN ENSAYO EN VACÍO EN SHPB A UNA PRESIÓN DE 1 BAR	57
FIGURA 4.33 COEFICIENTE DE ATENUACIÓN $\alpha(\omega)$ OBTENIDO PARA UN ENSAYO EN VACÍO EN SHPB A UNA PRESIÓN DE 1,5 BAR.....	57
FIGURA 4.34 CURVAS $\sigma N - \epsilon N$ OBTENIDAS PARA UNA PROBETA CILÍNDRICA DE ALPORAS 10% A 500 s^{-1} , USANDO LA ONDA ORIGINAL (SIN CORREGIR) Y LA CORREGIDA CON EL COEFICIENTE DE PROPAGACIÓN $\gamma(\omega)$ OBTENIDO A 1 BAR	58
FIGURA 4.35 CURVAS $\sigma N - \epsilon N$ OBTENIDAS PARA UNA PROBETA CILÍNDRICA DE ALPORAS 10% A 500 s^{-1} , USANDO LA ONDA ORIGINAL (SIN CORREGIR) Y LA CORREGIDA CON EL COEFICIENTE DE PROPAGACIÓN $\gamma(\omega)$ OBTENIDO A 1,5 BAR	58
FIGURA 5.1 ESTRUCTURA DE SOPORTE DE LA CABINA DE PASAJEROS	59
FIGURA 5.2 ALA IMPACTADA	60
FIGURA 5.3 REPRESENTACIÓN DE UNA CAPA DE ESPUMA DE ALUMINIO EN EL BORDE DE ATAQUE DEL ALA DE AVIÓN MEDIANTE ABAQUS.	60

1. Introducción

1.1. Caracterización dinámica de materiales

En lo que sigue se entiende por caracterizar dinámicamente a un material, medir los principales parámetros que definen el comportamiento del material cuando es sometido a cargas dinámicas.

Para obtener las propiedades dinámicas de una material, se recurre a la realización de ensayos en los que, o bien se obtiene la propiedad directamente o bien se mide alguna otra característica que permita deducir las propiedades buscadas. Un tipo particular de ensayos son los de tracción o compresión a alta velocidad de deformación, realizados con el fin de analizar el comportamiento mecánico del material en condiciones dinámicas.

1.2. Ensayos dinámicos

Los ensayos que conducen a la determinación de las propiedades dinámicas de los materiales, son generalmente complejos debido a la aparición de fuerzas de inercia y a la propagación de las ondas de impacto que afectan a la respuesta mecánica.

Pequeñas variaciones en la velocidad de ejecución de los ensayos, implican cambios importantes en la tecnología de los equipos necesarios para llevarlos a cabo, sin que exista una única técnica que permita abarcar todo el rango de velocidades de deformación posibles.

Algunos de los equipos utilizados en el ensayo dinámico de materiales son reseñados a continuación, según el intervalo de velocidad de deformación que se pretende evaluar.

Velocidad de deformación media ($10^{-1} < \dot{\epsilon} < 10^2 \text{s}^{-1}$)

Aunque con algunas máquinas hidráulicas es posible realizar ensayos en este intervalo de velocidades de deformación, el dispositivo más empleado es la torre de caída de peso. Este equipo utiliza una determinada masa que mediante caída libre genera una carga de compresión (impacto) en la probeta. El sistema tiene una elevada capacidad en términos de energía entregada, que llega a alcanzar en algunos casos los 1000 J.

Velocidad de deformación alta ($10^2 < \dot{\epsilon} < 10^4 \text{s}^{-1}$)

En este intervalo de velocidades de deformación es donde trabaja la barra de Hopkinson. Es sin duda alguna, la técnica experimental que goza de las preferencias de la mayoría de los investigadores. Está basada en la propagación de ondas elásticas unidimensionalmente en barras de geometría cilíndrica, que actúan como guías de ondas de tensión. Esta técnica experimental ofrece diversas posibilidades de estudio,

que van desde los usuales ensayos de compresión y tracción uniaxial hasta los más complejos ensayos de fractura dinámica.

Esta técnica permite obtener una curva tensión-deformación del material en condiciones dinámicas, tanto en tracción como en compresión. Los datos obtenidos del ensayo requieren una serie de transformaciones y operaciones hasta conseguir la curva característica del material.

Velocidad de deformación muy alta ($10^4 \text{s}^{-1} < \dot{\epsilon}$)

Los ensayos mecánicos a estas velocidades de deformación se realizan empleando dispositivos de impacto neumáticos o pirotécnicos. Los equipos que se utilizan con mayor frecuencia son el cañón de gas y el de pólvora.

1.3.La Barra Hopkinson

La barra de Hopkinson (SHPB) debe su nombre al primer investigador que estudió fenómenos de impacto en barras de geometría cilíndrica. El ensayo en barra Hopkinson se basa en la propagación de ondas elásticas en barras de geometría cilíndrica que actúan como guías de tensión. Hopkinson observó que, dentro de un comportamiento elástico, el gradiente de los desplazamientos de las partículas de una barra sometida a impacto es directamente proporcional a las tensiones, y que la longitud de la zona tensionada coincide con el producto de la duración del impacto y de la velocidad de propagación de las ondas elásticas en la barra. Davies reanudó los experimentos de Hopkinson con un sistema basado en condensadores para la medida de los desplazamientos producidos en las barras; posteriormente, publicó una revisión crítica del trabajo original de Hopkinson en el que se discute las limitaciones y el efecto de la dispersión en su técnica. En 1949, Kolsky desarrolló la configuración del ensayo que se utiliza en la actualidad. Dicho método de ensayo, que ha evolucionado desde su introducción, ha sido ampliamente utilizado en la caracterización dinámica de diversos materiales empleados en diseños de ingeniería, entre los que destacan las aleaciones metálicas, los polímeros y los materiales compuestos.

En la configuración actual consta de dos barras coaxiales de un material con un elevado límite elástico, entre las que se sitúa una probeta cilíndrica del material a ensayar, con un diámetro ligeramente menor que el de las primeras barras. Además existe un percutor o proyectil cilíndrico de igual diámetro y material que las barras que es accionado mediante un impulso neumático con el fin de impactar en el extremo libre de una de ellas (barra incidente).

La barra Hopkinson ha evolucionado hasta ser un instrumento eficaz en ensayos a alta velocidad de deformación porque las ondas de tensión generadas se propagan por cilindros de forma que son sencillas de tratar. Sin embargo, hay ciertos aspectos en esta propagación que es necesario tener en cuenta, como son la dispersión y la atenuación de las ondas.

Ensayo de compresión:

La figura 1.1 muestra una representación esquemática del arreglo que convencionalmente tiene la barra Hopkinson de compresión.

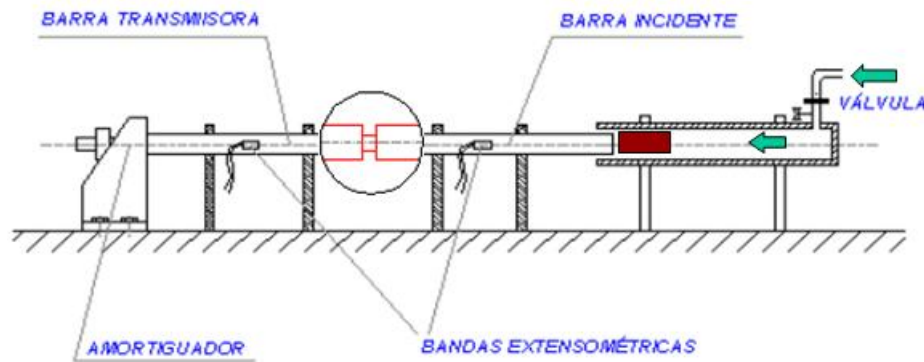


Figura 1.1 Representación esquemática de la barra Hopkinson de compresión

El método utilizado para aplicar la carga consiste en el impacto de un proyectil con una barra cilíndrica. Como resultado del impacto que produce el percutor, un pulso longitudinal de compresión viaja a lo largo de la barra incidente hasta alcanzar la probeta. Cuando el pulso de compresión u onda incidente ε_i , generado en el impacto alcanza la intercara barra incidente-probeta se divide en una onda reflejada de tracción, ε_r , que viaja a lo largo de la barra incidente en sentido contrario al de la onda incidente, y en una onda transmitida de compresión, ε_t , que viaja por la barra transmisorita.

Con ayuda de unas bandas extensométricas colocadas en las barras incidente y transmisorita, se registran tanto la onda incidente como la reflejada y la transmitida. A partir de estas ondas se puede obtener la curva tensión-deformación del material de la probeta.

El pulso de compresión generado se propagará por la barra. Cerca del borde de impacto, la naturaleza del pulso es compleja debido a la posible fricción entre el proyectil y la barra y a la propagación de otro tipo de ondas, como ondas esféricas de dilatación. La amplitud de este tipo de ondas decrece con la distancia que se han propagado, por lo que el situar el instrumento de medida del pulso a una cierta distancia del borde de impacto, permite reducir la presencia de estas componentes. Tras recorrer una distancia de unos diez diámetros, estos efectos de borde desaparecen y el comportamiento vibracional de una barra elástica sometida a un pulso longitudinal que la recorre puede describirse por las ecuaciones de la elasticidad.

Ensayo de tracción:

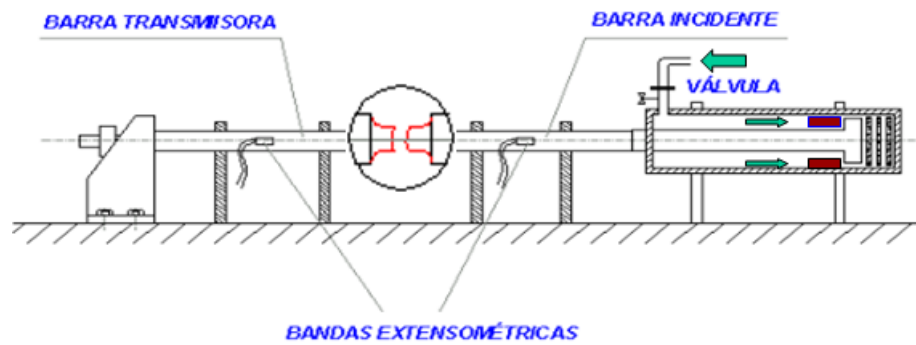


Figura 1.2 Representación esquemática de la barra Hopkinson de tracción

El funcionamiento de este tipo de ensayo es muy similar al de compresión. En este caso el aire, al entrar por la válvula de entrada, empuja un tubo coaxial con la barra incidente que impacta con un saliente que esta barra tiene en su extremo generándose una onda de tracción que se desplaza a lo largo de la barra. En el contacto barra incidente-probeta, la onda de tracción se divide en una onda reflejada de compresión, ε_r , que viaja a lo largo de la barra incidente en sentido contrario al de la onda incidente, y en una onda transmitida de tracción, ε_t , que viaja por la barra transmisora.

Condiciones de validez

La validez del ensayo en barra Hopkinson está sujeta a la verificación de una serie de condiciones:

- Las barras han de estar hechas de un material homogéneo e isotrópico, y de sección constante.
- Las interfaces barra incidente-probeta y probeta-barra transmisora, se mantienen planas durante el ensayo.
- El estado tensional es unidimensional y axialmente uniforme; de este modo, se pueden determinar las fuerzas aplicadas y los desplazamientos producidos en los extremos de las barras en contacto con la probeta, componiendo los efectos de las ondas incidente, reflejada y transmitida.
- La probeta se mantiene en equilibrio durante el ensayo después de un corto intervalo de tiempo previo.
- El campo deformacional en la probeta es uniforme, de manera que se pueden transformar fuerzas en tensiones y desplazamientos en deformaciones.
- Los efectos de fricción y de inercia en la probeta son mínimos.

Un parámetro determinante para que los ensayos en la barra Hopkinson sean validos, es la impedancia mecánica, Z , de las barras y de las probetas. Se denomina impedancia acústica de un material al producto de su densidad (ρ), y la velocidad de propagación de las ondas elásticas longitudinales a través del mismo, C . La impedancia

mecánica (Z) de la barra es el producto de la impedancia acústica y del área de su sección (A).

$$Z = \rho \cdot C \cdot A \quad (1.1)$$

Si la impedancia mecánica de la probeta es muy inferior a la de las barras, la onda reflejada se parecerá mucho a la onda incidente y, por lo tanto, la onda transmitida será muy pequeña. Esto hará que sea muy difícil de detectar. Esto es lo que pasa en el caso de las espumas poliméricas o metálicas.

La impedancia mecánica de una barra es un parámetro asociado a su sección y al material del que está construida. La viabilidad del ensayo está asociado a la impedancia mecánica de las barras y de la probeta, que ha de ser lo más parecidas posible. El acero tiene una impedancia mecánica muy superior a la de la espuma, lo que hace inviable el ensayo utilizando barras de este material.

Para estudiar el comportamiento de materiales de baja impedancia mecánica en la barra de Hopkinson, es necesario utilizar barras con una impedancia similar. Así, por ejemplo, para ensayar probetas de espuma metálica se utilizan barras de PMMA que es un material viscoelástico.

1.4. Ensayo en barra Hopkinson con barras de material viscoelástico

Para obtener los valores de la deformación de la probeta a lo largo del tiempo, se precisa conocer la evolución de los desplazamientos (y, por tanto, de la deformación) en los extremos de las barras en contacto con ella.

Según la teoría de ondas unidimensionales, la onda de deformación registrada en las bandas extensométricas es la misma que la que se alcanza en cualquier punto a lo largo del eje de la barra. Sin embargo, a medida que se propaga la onda inicial a lo largo de la barra, al ser un material viscoelástico, las componentes armónicas de la onda (incidente, reflejada y transmitida) se desplazarán a velocidades diferentes produciéndose un desfase entre ellas. A este efecto se le denomina dispersión. Todos los medios continuos son dispersivos en mayor o menor grado, por lo que pueden afectar a las ondas que viajen a través de ellos. El desfase entre componentes se visualiza en la forma de la onda, que deja de ser un pulso trapecial para mostrar unas oscilaciones características. Otro efecto de la dispersión es que la rampa inicial de la onda registrada no es una línea recta, que es lo que se observa en el pulso inicial.

La dispersión de las componentes de las ondas de deformación ha de ser tenida en cuenta al deducir expresiones de las ondas en las interfases probeta-barra a partir de las ondas registradas en las bandas extensométricas.

Además de sufrir dispersión, la onda también se atenúa a medida que se traslada a lo largo de la barra; se denomina atenuación a la progresiva disminución de los valores de amplitud de la onda cuando ésta se propaga a través de una barra.

1.5. Objetivo del proyecto

El objetivo general del proyecto es analizar la influencia que en las gráficas tensión-deformación obtenidas en ensayos en barra Hopkinson de probetas de espuma metálica puede tener la toma en consideración de las características viscoelásticas de las barras.

Para ensayar la espuma metálica se dispuso de una barra de Hopkinson con barras de PMMA, material que tiene una impedancia mecánica similar a la de la espuma. Un primer objetivo específico fue llevar a cabo, utilizando esta barra, ensayos a diferentes velocidades de deformación de probetas de espuma metálica.

Un segundo objetivo específico fue elaborar una herramienta de cálculo que incluyese un procedimiento numérico para la corrección de las ondas registradas en el ensayo. La herramienta se aplicaría en la corrección de la atenuación y dispersión viscoelástica de ondas registradas en ensayos en barra Hopkinson de probetas de espuma metálica.

1.6. Estructura y contenidos del documento

El presente documento se estructura en diversos capítulos referentes a los materiales viscoelásticos, a la barra Hopkinson, y a los ensayos realizados para determinar las curvas tensión-deformación corregidas. Estos capítulos son:

- Estado del arte:

En este capítulo se describen la interpretación de las ondas en el ensayo en la barra Hopkinson, los diferentes métodos de corrección de las ondas y las espumas metálicas, además de su comportamiento dinámico.

- Resultados:

Aquí se explicará el desarrollo del programa realizado en MATLAB para este proyecto, la aplicación numérica del método de Bacon para ensayos en vacío. Se mostrarán las pruebas que se realizaron para obtener el coeficiente de atenuación a partir del método de Bacon, y por último se mostrarán las curvas tensión-deformación corregidas.

- Conclusiones:

Se describen las principales conclusiones obtenidas de la realización de este proyecto.

- Apéndice:

En este apartado, se incluirá el código del programa en MATLAB utilizado en este proyecto.

2. Estado del arte

2.1. Análisis de las ondas registradas según la teoría de ondas unidimensionales

Esta teoría dice que la onda de impacto se propaga por la barra incidente sin distorsionarse y a una velocidad que depende solo de las características mecánicas del material. Si se plantea el equilibrio de las fuerzas que actúan en el ensayo sobre un elemento diferencial de barra, se puede obtener la ecuación del movimiento:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = C^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (2.1)$$

donde $u(x, t)$ es el campo de desplazamientos y $C = \sqrt{E/\rho}$ la velocidad de la onda.

De la solución de la ecuación anterior se concluye que la tensión en el material es proporcional a la velocidad (v) de las partículas

$$\sigma(x, t) = -\rho \cdot C \cdot v(x, t) \quad (2.2)$$

Se puede demostrar que la magnitud del pulso σ_i , generado al impactar el percutor sobre la barra incidente, viene dado por la expresión:

$$\sigma_i = \frac{1}{2} \rho \cdot C \cdot V_{st} \quad (2.3)$$

con una duración,

$$t_v = 2 \frac{L_{st}}{C} \quad (2.4)$$

siendo V_{st} la velocidad del percutor justo antes del impacto y L_{st} su longitud.

La deformación ingenieril o nominal, ε_N , la velocidad de deformación nominal, $\dot{\varepsilon}_N$, y la tensión ingenieril o nominal, σ_N , pueden obtenerse a partir de las ondas reflejada y transmitida mediante las expresiones:

$$\varepsilon_N = \frac{2C}{L_0} \int_0^t \varepsilon_r dt \quad (2.5)$$

$$\dot{\varepsilon}_N = \frac{2C}{L_0} \varepsilon_r \quad (2.6)$$

$$\sigma_N = E \frac{A_b}{A_0} \varepsilon_t \quad (2.7)$$

donde E y ρ son el módulo de Young y la densidad del material de la barra, respectivamente, L_0 y A_0 son la longitud y el área de la sección iniciales de la probeta, y A_b es el área de la sección de la barra.

La tensión nominal puede obtenerse también a partir de las ondas incidente y reflejada:

$$\sigma_N = E \frac{A_b}{A_0} (\varepsilon_i + \varepsilon_r) \quad (2.8)$$

O a partir de la onda incidente, la reflejada y la transmitida:

$$\sigma_N = E \frac{A_b}{A_0} (\varepsilon_i + \varepsilon_r + \varepsilon_t) \quad (2.9)$$

En la determinación de la tensión y la deformación, se ha de tener en cuenta los efectos de la deformación elástica de las componentes de la máquina de ensayo. Los datos de acortamiento, ΔL , y carga aplicada, F , fueron usados para el cálculo de los valores de deformación nominal, ε_N , y tensión nominal, σ_N , según las expresiones:

$$\varepsilon_N = \frac{\Delta L}{L_0} \quad (2.10)$$

$$\sigma_N = \frac{F}{A_0} \quad (2.11)$$

siendo, L_0 la longitud inicial de la probeta prismática (antes de ser ensayada) y A_0 el área inicial de su sección transversal. Una vez obtenidos ε_N y σ_N , los valores de deformación verdadera, ε y de tensión verdadera, σ , se obtendrían por medio de:

$$\varepsilon = \ln (1 + \varepsilon_N) \quad (2.12)$$

$$\sigma = \sigma_N \cdot (1 + \varepsilon_N) \quad (2.13)$$

2.2. Análisis de la dispersión geométrica de las ondas

El primer estudio sobre el fenómeno de dispersión de las ondas lo llevaron a cabo Pochhammer y Chree, estudiando el proceso de propagación de una onda armónica en una barra infinita.

Para una barra cilíndrica e infinita y considerando propagación axial unidimensional, la relación entre la velocidad de la fase y la frecuencia está dominada por la ecuación de la frecuencia planteada por Pochhammer y Chree:

$$\left(2f^2 - \frac{\rho\omega^2}{G}\right)J_1(kr)J_0(hr) + 4f^2hkJ_1(hr)J_0(kr) - \frac{2h}{r}\frac{\rho\omega^2}{G}J_1(hr)J_1(kr) = 0 \quad (2.14)$$

donde:

$r =$ Radio de la barra

$E =$ Módulo de elasticidad

$\lambda =$ Primer coeficiente de Lamé

$Z =$ Módulo de cortadura

$\nu = \text{Coeficiente de Poisson}$

$\rho = \text{Densidad del material de la barra}$

$\Lambda = \text{Longitud de onda}$

$\omega = \text{Frecuencia angular de la onda}$

$$f = \frac{2\pi}{\Lambda} = \text{Frecuencia de onda}$$

J_0 y $J_1 = \text{Funciones de Bessel de orden cero y uno, respectivamente}$

$$h^2 = \frac{\rho \cdot \omega^2}{\lambda + 2G} - f^2$$

$$k^2 = \frac{\rho \cdot \omega^2}{G} - f^2$$

Dado que la longitud de onda (Λ), la velocidad de fase (C_f) y la frecuencia (ω) se relacionan a partir de la expresión:

$$\frac{1}{\Lambda} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\omega}{C_f} \quad (2.15)$$

La ecuación de la frecuencia de Pochhammer y Chree puede reescribirse:

$$2\pi^2 \left(\frac{r}{\Lambda}\right)^2 \left(\frac{\bar{C}^2}{\bar{G}} - 2\right)^2 J_0(\bar{h})J_1(\bar{k}) + 2\bar{h}\bar{k}J_1(\bar{h})J_0(\bar{k}) - \frac{\bar{h}\bar{C}^2}{\bar{G}}J_1(\bar{h})J_1(\bar{k}) = 0 \quad (2.16)$$

siendo

$$\bar{C} = \frac{C_f}{C}$$

$$\bar{\lambda} = \frac{\lambda}{E}$$

$$\bar{G} = \frac{G}{E}$$

$$\bar{h}^2 = h^2 r^2 = 4\pi^2 \left(\frac{r}{\Lambda}\right)^2 \left(\frac{\bar{C}^2}{\bar{\lambda} + 2\bar{G}} - 1\right)$$

$$\bar{k}^2 = k^2 r^2 = 4\pi^2 \left(\frac{r}{\Lambda}\right)^2 \left(\frac{\bar{C}^2}{\bar{G}} - 1\right)$$

A partir de esta ecuación, se puede obtener la relación entre la velocidad y la longitud de onda:

$$\bar{C} = \frac{c_f}{C} = f\left(\frac{r}{\Lambda}, v\right) \quad (2.17)$$

Según la teoría de ondas unidimensionales, la velocidad de una onda armónica es independiente de la longitud de onda (Λ) y obedece a la expresión:

$$C = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (2.18)$$

Sin embargo, con la ecuación de Pochhammer-Chree se constata que la relación entre las velocidades C_f y C es función de r/Λ , siendo \bar{C} igual a 1 ($C_f = C$) cuando $r/\Lambda = 0$; la velocidad de la fase C_f decrece a medida que la frecuencia ω aumenta: las componentes de alta frecuencia viajan a menos velocidad que las de baja frecuencia apareciendo oscilaciones detrás de la primera parte de la onda y aumentando el tiempo de incremento del pulso.

A efectos prácticos:

- Si $r/\Lambda \ll 1$, los desplazamientos son uniformes en toda la sección de la barra y la velocidad de propagación de la onda es la velocidad del sonido del material, C .
- A medida que Λ se aproxima a r , pueden alcanzarse, sin embargo, valores mucho menores de la velocidad de propagación de la onda.

Según la teoría de ondas unidimensionales, la tensión longitudinal y la deformación en la sección de la barra son uniformes y la tensión radial es nula, pero al aplicar la solución de Pochhammer-Chree se verifica que la tensión longitudinal y los desplazamientos varían en la sección y que la tensión radial no es nula.

La primera aplicación de la ecuación de Pochhammer-Chree a la barra Hopkinson es a través de Davies, quien concluyó que en las condiciones de impacto se excitan únicamente las ondas pertenecientes al primer modo de vibración. La solución de la ecuación de Pochhammer-Chree para el primer modo fue desarrollada por Bancroft en forma de tablas. Dando valores para la relación C_f/C en función de r/Λ para diferentes valores del coeficiente de Poisson (ν). Lundberg y Henchoz introdujeron un método que permite separar las ondas que se están propagando en ambas direcciones de la barra, mediante bandas extensométricas colocadas en dos secciones diferentes.

Follansbee y Frantz, siguieron un procedimiento que se trataba de: realizar la transformada de Fourier de la onda registrada, modificar las componentes de Fourier de acuerdo con la relación de dispersión y retornar al dominio del tiempo con una transformada de Fourier inversa. Gorham desarrolló un método para la corrección de la dispersión de las ondas registradas en los ensayos con SHPB. Zhao y Gary han

desarrollado un procedimiento consistente en la medición de deformación en dos bandas extensométricas; la deformación registrada en la primera banda es desplazada al punto de la segunda banda por medio del algoritmo de FFT (Fast Fourier Transform: Transformada Rápida de Fourier), utilizando como ecuación de frecuencia la de Pochhammer-Chree.

2.3. Métodos aplicables a la corrección de la atenuación y dispersión de las ondas en ensayos en SHPB

Se han desarrollado diferentes métodos para corregir el efecto de la dispersión y atenuación de ondas en los resultados obtenidos mediante ensayos en barra Hopkinson. Zhao y Gary generalizan la ecuación de frecuencia de Pochhammer-Chree al caso de barras cilíndricas viscoelásticas. Zhao et al. desarrollan un detallado análisis de los problemas asociados al uso de barras viscoelásticas en los ensayos de materiales con baja impedancia; plantean un método para el cálculo de la tensión y la velocidad de las partículas basado en el método de separación de ondas de Zhao y Gary y ofrecen recomendaciones sobre las dimensiones óptimas del percutor viscoelástico. Bacon, describe un método experimental para considerar la dispersión y la atenuación en barras viscoelásticas que tienen en cuenta los efectos geométricos debidos a la inercia radial y que se basa en la medición de las ondas incidente y reflejada en un ensayo con una sola barra. Este es el método empleado en este proyecto. Cheng et al. Plantean un método basado en el análisis espectral para corregir la dispersión y la atenuación. Bacon desarrolla un método de medida en dos puntos, basado en el procedimiento propuesto por Zhao y Gary con el que tiene en cuenta la atenuación y dispersión viscoelásticas. Bussac et al. han desarrollado un método para la medición de la fuerza y el desplazamiento en las caras de la probeta en SHPB y que considera la dispersión de las ondas. Benatar et al. han simplificado la ecuación de frecuencia de Pochhammer-Chree para materiales de bajo e intermedio comportamiento viscoelástico y han propuesto correcciones tanto de la velocidad de fase como de la atenuación, fundamentadas en la dispersión geométrica.

Base Teórica:

Considérese un impacto axial en una barra cilíndrica, recta, delgada y hecha de material viscoelástico, con sección transversal y densidad A_b y ρ , respectivamente. Si la longitud de onda más reducida de la señal incidente es mucho mayor que las dimensiones laterales de la barra, el movimiento lateral se puede despreciar. Entonces, la tensión normal $\sigma(x, t)$ y la deformación longitudinal $\varepsilon(x, t)$ se pueden relacionar con el desplazamiento axial $u(x, t)$ punto x de la sección transversal y en el tiempo t mediante la expresión deducida de la ecuación 2.19:

$$\frac{\partial \sigma(x, t)}{\partial x} = \rho \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} \quad (2.19)$$

En el dominio de frecuencias:

$$\frac{\partial^2 \tilde{\sigma}(x, \omega)}{\partial x^2} = -\rho \omega^2 \tilde{\epsilon}(\chi, \omega) \quad (2.20)$$

donde $\tilde{\sigma}(x, \omega)$ y $\tilde{\epsilon}(\chi, \omega)$ son las transformadas de Fourier de la tensión y la deformación respectivamente, y ω la frecuencia angular.

El comportamiento viscoelástico del material se puede expresar haciendo depender de la frecuencia al módulo de elasticidad:

$$\tilde{\sigma}(x, \omega) = E^*(\omega) \tilde{\epsilon}(\chi, \omega) \quad (2.21)$$

Definiendo el coeficiente de propagación del material, $\gamma(\omega)$, como:

$$\left(\frac{\partial}{\partial x^2} - \gamma^2(\omega) \right) \tilde{\epsilon}(\chi, \omega) = 0 \quad (2.22)$$

ecuación cuya solución general es de la forma:

$$\tilde{\epsilon}(\chi, \omega) = \tilde{P}(\omega) e^{-\gamma x} + \tilde{N}(\omega) e^{\gamma x} \quad (2.23)$$

donde las funciones $\tilde{P}(\omega)$ y $\tilde{N}(\omega)$ son las transformadas de Fourier de la deformación en $x = 0$, de las ondas en el sentido creciente y decreciente de las x , respectivamente.

Una vez conocida la transformada de Fourier de la deformación, se determinan las transformadas de Fourier de la velocidad axial de la onda en el punto x , y de la fuerza nominal en la sección transversal del punto x :

$$\tilde{v}(x, \omega) = -\frac{i\omega}{\gamma} [\tilde{P}(\omega) e^{-\gamma x} + \tilde{N}(\omega) e^{\gamma x}] \quad (2.24)$$

$$\tilde{F}(x, \omega) = -\frac{\rho A_b \omega^2}{\gamma^2} [\tilde{P}(\omega) e^{-\gamma x} + \tilde{N}(\omega) e^{\gamma x}] \quad (2.25)$$

El módulo y la fase de las funciones complejas exponenciales $e^{-\gamma x}$ y $e^{\gamma x}$ están relacionados con la atenuación y la propagación respectivamente. Así, se puede relacionar el coeficiente de propagación, $\gamma(\omega)$, con el coeficiente de atenuación (o de amortiguamiento), $\alpha(\omega)$, y con la velocidad de la fase, $C_f(\omega)$, mediante:

$$\gamma(\omega) = \alpha(\omega) + i \frac{\omega}{C_f(\omega)} = \alpha(\omega) + ik(\omega) \quad (2.26)$$

El coeficiente de atenuación $\alpha(\omega)$ es una función par y positiva, y el número de onda $k(\omega)$ es una función impar. Además, ambas funciones son continuas. En el caso particular de barras de un material elástico lineal, el coeficiente de atenuación es cero y si los efectos geométricos son despreciables, la velocidad de la fase no dependerá de la frecuencia. Entonces, no habrá dispersión en la propagación.

Separando el coeficiente de propagación en la parte real y la parte compleja, se puede determinar cuál sería la velocidad de fase de la onda registrada en función de la frecuencia. Esta relación, será analizada posteriormente en el apartado 4.5.

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c_f(\omega)} \Rightarrow C_f(\omega) = \frac{\omega}{k(\omega)} \quad (2.27)$$

Cuando las longitudes de onda son del mismo orden de magnitud que el diámetro de la barra, el efecto geométrico de la inercia radial es algo a tener en cuenta. En el caso de la propagación axial unidimensional en una barra elástica o viscoelástica con efectos geométricos debidos a la inercia radial, se ha demostrado que la tensión longitudinal, la deformación longitudinal y el desplazamiento axial varían a lo largo de la sección transversal. Si los efectos tridimensionales debidos a la inercia radial no fuesen despreciables, el coeficiente de propagación puede obtenerse numéricamente resolviendo la ecuación de la frecuencia generalizada de Pochhammer-Chree, en la que se han reemplazado las constantes elásticas por constantes complejas dependientes de la frecuencia.

$$\frac{2\delta}{r}(\beta^2 - \gamma^2)J_1(\delta r)J_1(\beta r) - (\beta^2 - \gamma^2)J_0(\delta r)J_1(\beta r) + 4\gamma^2\delta\beta J_1(\delta r)J_0(\beta r) = 0 \quad (2.28)$$

donde

$$\delta^2 = \frac{\rho\omega^2}{\lambda^*(\omega) + 2\mu^*(\omega)} + \gamma^2$$

$$\beta^2 = \frac{\rho\omega^2}{\mu^*(\omega)} + \gamma^2$$

siendo $\lambda^*(\omega)$ y $\mu^*(\omega)$ los coeficientes complejos de Lamé.

Follansbee y Frantz han mostrado que para las condiciones típicas de un ensayo en la barra de Hopkinson, los valores anteriores varían muy poco a lo largo de la sección transversal de la barra, la tensión es prácticamente unidimensional y los datos registrados por las bandas extensométricas son medidas fiables de deformaciones longitudinales a lo largo de la barra. Por lo tanto, el uso de las ecuaciones 2.23, 2.24 y 2.25 no darán lugar a errores importantes. Zhao et al. Demostró experimentalmente este resultado. A consecuencia de esto, para simplificar el análisis, se considerará que la inercia radial tiene un efecto en la propagación de la onda pero no en la tensión, la deformación y el desplazamiento a lo largo de la sección transversal.

La velocidad de la partícula y la fuerza normal en un punto cualquiera con una determinada sección transversal, pueden ser conocidas si se miden las funciones $\tilde{P}(\omega)$ y $\tilde{N}(\omega)$ y el coeficiente de propagación $\gamma(\omega)$, es conocido. Este coeficiente se puede obtener teórica o experimentalmente.

Determinación experimental del coeficiente de propagación: Método de Bacon:

Considérese una barra finita de longitud L_b que sufre un impacto longitudinal en su extremo izquierdo. En un punto $x = 0$ se sitúan unas bandas extensométricas y el

extremo derecho ($x = l$) está libre. El patrón del pulso generado por este impacto se representa esquemáticamente en la figura 2.1.

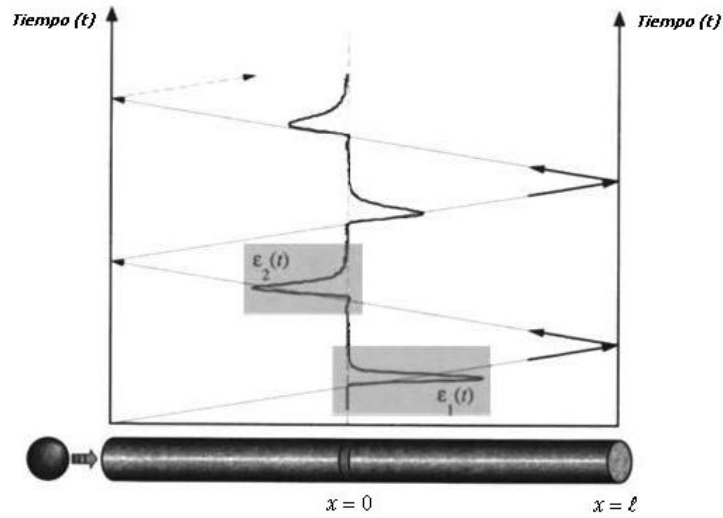


Figura 2.1 Patrón del pulso generado en una barra de longitud finita por un impacto longitudinal en uno de sus extremos [BACON, 1998]

Se asume que se pueden medir por separado en $x = 0$ la deformación longitudinal debida a la onda incidente $\varepsilon_1(t)$ y la deformación longitudinal debida a la onda reflejada $\varepsilon_2(t)$ al rebotar en el extremo libre en $x = l$.

La determinación de las transformadas de Fourier $\tilde{\varepsilon}_1$ y $\tilde{\varepsilon}_2$ se puede realizar si no hay superposición de las ondas en la zona donde están situadas las bandas extensométricas. Para obtener esta condición, si el material es elástico, la impedancia mecánica del percutor debe ser igual o menor que la de la barra y su longitud debe ser pequeña comparada con la longitud de la barra. Asumiendo que el percutor y la barra tienen las mismas propiedades mecánicas (módulo de Young y densidad) y la misma sección transversal, la longitud del percutor debe ser más pequeña que la distancia l . Con esto se consigue evitar la superposición de las ondas ocasionadas por la dispersión de ondas.

De la ecuación 2.23, las transformadas de Fourier de $\tilde{\varepsilon}_1$ y $\tilde{\varepsilon}_2$ serán, respectivamente:

$$\tilde{\varepsilon}_1 = \tilde{P} \text{ y } \tilde{\varepsilon}_2 = \tilde{N}$$

donde \tilde{P} y \tilde{N} son las transformadas de Fourier de la deformación longitudinal en el punto $x = 0$ asociado a la primera onda y su reflexión en el extremo libre respectivamente.

Dado que el extremo derecho de la barra es libre, la fuerza es cero y la ecuación 2.25 lleva a:

$$\tilde{P}(\omega)e^{-\gamma x} + \tilde{N}(\omega)e^{\gamma x} = 0 \quad (2.29)$$

con lo cual, la función de transferencia $H^*(\omega)$, resulta

$$H^*(\omega) = -\frac{\tilde{\varepsilon}_1(\omega)}{\tilde{\varepsilon}_2(\omega)} = e^{-2\gamma l} \quad (2.30)$$

A partir de esta expresión, se puede determinar el coeficiente de propagación, $\gamma(\omega)$, el coeficiente de atenuación, $\alpha(\omega)$, se puede obtener fácilmente de la amplitud de la función de transferencia y el número de onda, $k(\omega)$, se obtiene de la fase de la función de transferencia.

En la práctica, el método más simple es realizar los cálculos para frecuencias positivas. Después, los valores del coeficiente de atenuación $\alpha(\omega)$ y del número de onda $k(\omega)$ se deducirán en las frecuencias negativas a partir de sus valores en las frecuencias positivas debido a que ambas funciones son impares con $\alpha(\omega) = 0$.

Todo el planteamiento teórico antes mencionado puede utilizarse para corregir la atenuación y dispersión de ondas en barras viscoelásticas como las utilizadas en la caracterización dinámica de espumas metálicas, descrita en el apartado 3.1.7.

La aplicación de este procedimiento a una onda registrada se denomina en lo que sigue **“corrección de la onda”** y a la onda resultante **“onda corregida”**. Corregir un onda es pues trasladarla anulando (“corrección directa”) o produciendo (“corrección inversa”) el efecto de la dispersión y la atenuación en el tramo de barra en el que se traslada.

3. Materiales y métodos

3.1.Las espumas metálicas

Se denomina espuma de metal o espuma metálica a aquellos materiales que contienen vacíos. Son un nuevo tipo de materiales que, debido a sus características únicas, han suscitado un gran interés en varios campos tecnológicos. Son materiales que combinan algunas virtudes de los metales, con las ventajas estructurales de las espumas. Su particular estructura ligera y sus buenas propiedades físicas, químicas y mecánicas las hacen aptas para una amplia gama de aplicaciones industriales.

Poseen alta rigidez específica, un peso específico muy bajo y tienen buenas propiedades de absorción de energía, por lo que sirven para embalajes y envases. Por otra parte, sus propiedades de transferencia de calor permiten que sean empleados para enfriar equipos electrónicos y actuar como intercambiadores de calor en motores.

3.1.1. Características

Las espumas son un caso particular de sólidos celulares y, como tal, poseen características específicas que los distinguen de otros. Existen:

- Materiales celulares
- Materiales porosos
- Espumas metálicas
- Esponjas metálicas

Las espumas metálicas son una clase especial de materiales celulares originados principalmente mediante la adición de un gas a un metal o una aleación metálica en estado líquido. La diferencia entre las espumas metálicas y las esponjas metálicas es que las esponjas poseen una morfología especial con vacíos interconectados.

Las espumas metálicas son similares a cualquier otra espuma, ya que la mayor parte de su estructura, entre el 70 y el 95%, está formada por poros que pueden estar conectados entre sí o separados. Algunas de estas espumas tienen la apariencia de ser un metal macizo si no han sido cortadas. Poseen elevada rigidez junto a un peso específico muy bajo, además de una alta resistencia a la compresión combinada con unas apropiadas características de absorción de energía.

3.1.2. Aplicaciones

Las espumas metálicas tienen unas propiedades que las convierten en excelentes candidatas para ser utilizadas en diversas aplicaciones ingenieriles. Generalmente, se utilizan como materiales livianos en la construcción, absorber energía por deformación, para el control térmico y acústico, etc.

Las características de las espumas las convierten en elementos muy útiles para la fabricación de vehículos. Dada su gran capacidad para absorber energía mecánica por deformación, carácter reciclable, insensibilidad a entallas, protección contra el fuego, aislamiento térmico y acústico y resistencia al calor, buena relación resistencia/peso y rigidez/peso, hacen que se utilicen sobre todo en los parachoques de los coches, en el capó, protección interna de los ocupantes, y más aplicaciones.

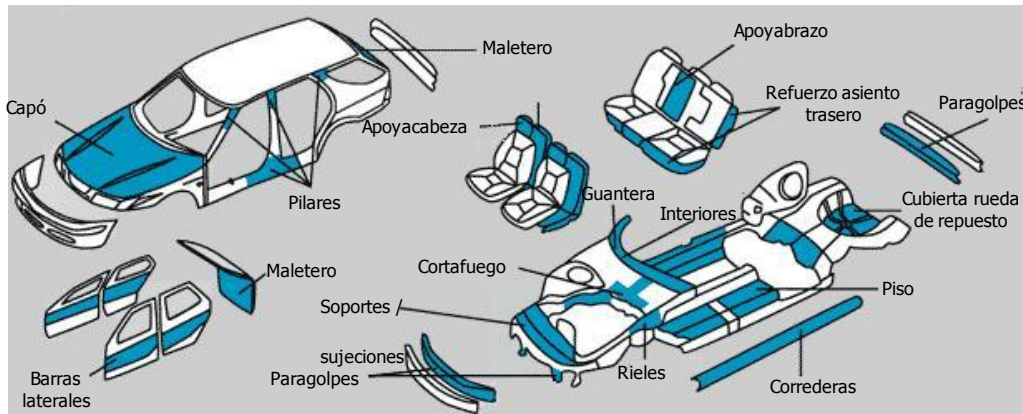


Figura 3.1 Usos de espumas metálicas en vehículos [CYMAT TECHNOLOGIES, 2008]

3.1.3. Estructura

Las espumas pueden ser de celda abierta, en el caso de que sus poros estén conectados entre sí, o cerrada, en el caso de que estén separados. Las espumas típicas son las de aluminio, aunque también existen espumas de níquel, cobre, zinc y acero. A continuación se muestra una imagen que muestra la micrografía de varias espumas de aluminio; cuatro son de celda abierta y una de celda cerrada.

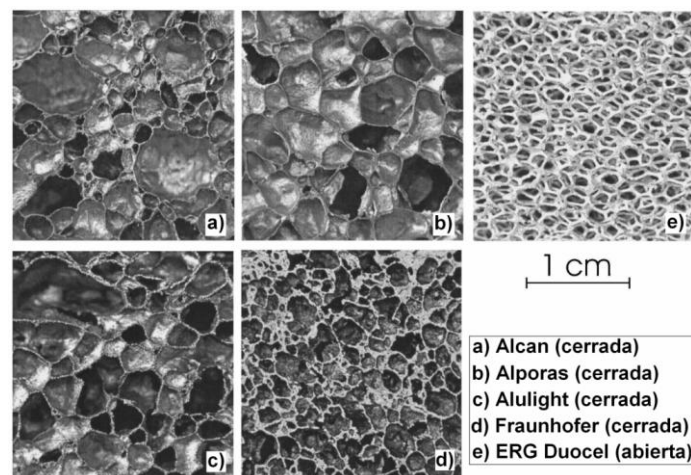


Figura 3.2 Micrografías de espumas de aluminio de celda abierta y cerrada [ANDREWS ET AL., 1999]

3.1.4. Propiedades mecánicas

Las espumas metálicas son sistemas complejos en cuanto a su macro y microestructura. La composición de la aleación, las condiciones del espumado, el enfriamiento y el postratamiento térmico, gobiernan sobre todo, la microestructura

del material. Existen también otros parámetros, tales como la densidad específica ρ/ρ_s , tienen una marcada influencia sobre la respuesta mecánica. Esto hace que sea complicado establecer unos valores precisos de las propiedades de las espumas. Es por ello que autores como Ashby han encontrado intervalos de propiedades mecánicas para algunas espumas metálicas.

3.1.5. Caracterización

Debido a la estructura celular de las espumas metálicas, se requieren precauciones especiales para su ensayo y caracterización. Las propiedades mecánicas dependen del tamaño de las probetas y de la relación que guardan con el tamaño de la celda, además de estar influenciadas por el acabado superficial y la forma de sujeción que tengan. Es por eso que las probetas deben ser suficientemente grandes y tener una preparación superficial previa.

La caracterización de las probetas de espuma metálica se puede realizar mediante diferentes técnicas conocidas. Es necesario minimizar el daño sufrido por las celdas; por eso el corte se deberá de hacer con un disco de diamante, electroerosión por hilo u otro equipo de mecanizado por descarga eléctrica. No es aconsejable realizar el corte convencional con sierra de cinta, ya que provee una superficie más deteriorada que la obtenida con los procesos anteriores. Los valores de rigidez y resistencia a compresión son muy similares cuando se realiza el corte con sierra de diamante y con electroerosión; pero al ser cortado con la sierra convencional, se hacen inferiores.

El tamaño de las probetas L/d (siendo L la longitud de la probeta y d el tamaño de la celda) puede afectar a la medición de las propiedades mecánicas de las espumas, tal y como se puede ver en la figura 3.3:

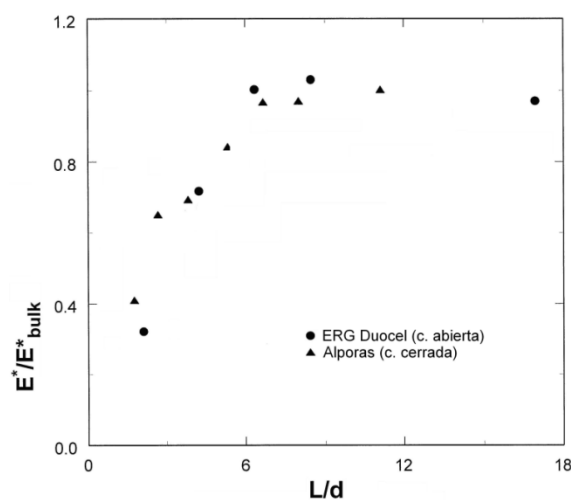


Figura 3.3 Efecto del tamaño relativo de la probeta (L/d) sobre el módulo de Young de un par de espumas metálicas comerciales [ANDREWS ET AL., 2001]

3.1.6. Ensayo de compresión dinámico

Debido a la morfología, la naturaleza celular y las propiedades mecánicas, las espumas metálicas no pueden ser caracterizadas dinámicamente mediante técnicas convencionales. Sin embargo, uno de los ensayos que se puede realizar sobre este tipo de materiales y que puede proporcionar información sobre su respuesta mecánica en función de la velocidad de deformación es el ensayo de compresión en la barra de Hopkinson SHPB.

Al igual que otros materiales blandos, las espumas metálicas tienen una impedancia mecánica baja, lo que dificulta su ensayo con el dispositivo de SHPB, que habitualmente está constituido por barras de acero. Es por ello que algunos autores han informado del uso de variantes de la técnica en la búsqueda de información fiable de algunas espumas y sólidos celulares en general y de otros materiales de baja impedancia. También se ha reportado el uso de barras fabricadas con materiales de baja impedancia, como nylon y PMMA, debido a su capacidad para incrementar la sensibilidad del equipo de ensayo.

La escasez de materiales perfectamente elásticos de baja impedancia, ha hecho que el Nylon y el PMMA sean las mejores opciones viscoelásticas para el análisis de espumas metálicas, por lo que debe sacarse provecho de la utilización de dichos materiales para estudiar su comportamiento dinámico mediante el ensayo de compresión en la barra Hopkinson.

3.1.7. Comportamiento a compresión

Como se ha indicado en el apartado 3.1, las espumas metálicas son apropiadas para aplicaciones en las que se requiera absorción de energía de impacto por deformación. Dicho comportamiento ha sido extensamente investigado, especialmente en condiciones cuasiestáticas, pero los resultados indican una importante variabilidad en las propiedades de estos materiales, debido fundamentalmente a la heterogeneidad en su estructura.

A continuación se muestran los factores más relevantes que afectan al comportamiento a compresión de las espumas metálicas y el efecto concreto que tienen sobre sus propiedades.

Influencia de la estructura

Dependiendo de la topología, ya sea celda abierta o celda cerrada, las espumas metálicas presentan diferentes mecanismos de deformación y, por lo tanto, diferente respuesta a compresión. En las espumas de celda cerrada, la existencia de paredes entre sus bordes de celda influye significativamente sobre la rigidez. Si las imperfecciones alcanzan una extensión importante, puede haber un efecto sobre el módulo de Young de la espuma, disminuyéndolo. Este efecto es menor para el caso de las espumas de celda abierta.

Influencia de la densidad

La densidad relativa ρ^*/ρ_s es la propiedad que tiene mayor influencia sobre el comportamiento a compresión de las espumas metálicas. Es por ello que se han llegado a proponer relaciones para estimar las propiedades mecánicas de las espumas metálicas a partir de la densidad relativa. Aunque las expresiones, que están basadas en modelos sencillos, difieren considerablemente de la estructura real de la espuma, Gibson y Ashby encontraron un ajuste entre las estimaciones que permiten realizar y los datos obtenidos experimentalmente.

Influencia de la deformación

A medida que el material se deforma, ocurren cambios estructurales debidos principalmente a la flexión, pandeo, alargamiento y fractura de las paredes de la celda. Esta influencia se nota sobre todo en la rigidez de la espuma, definida ésta en términos del módulo de Young, E .

Los hallazgos relacionados con la influencia de la deformación sobre la rigidez de las espumas metálicas de aluminio de celda cerrada, han llevado a considerar como módulo de Young o módulo de elasticidad verdadero de una espuma metálica al valor de la pendiente de una línea de descarga realizada al 75% aproximadamente de su valor de resistencia a la compresión σ_c .

Influencia de la velocidad de deformación

Se han realizado diferentes estudios sobre el comportamiento dinámico a compresión de las espumas metálicas aunque con resultados que no siempre coincidían sobre todo respecto a la velocidad de deformación.

3.2.Barra Hopkinson con barras viscoelásticas

Para que las impedancias de probeta (espuma) y barras fueran similares, se diseñó y fabricó un sistema de barra Hopkinson con barras de PMMA que es un material viscoelástico. Este diseño NO FORMA PARTE del proyecto presente.

Estas barras se fabricaron con una serie de características:

- Las barras debían de fabricare con un material cuya impedancia mecánica fue muy similar a la de la espuma.
- Deben tener un diámetro lo suficientemente grande para que no se produzca el pandeo y que además permita ensayar probetas de espuma con un tamaño lo suficientemente grande como para ser representativo.
- El percutor debe tener una longitud lo suficientemente grande para garantizar que no hubiese superposición de las ondas incidente y reflejada.
- Además, las barras tendrán que cumplir las características y dimensiones impuestas por el equipo para realizar el ensayo, de tal manera que se tengan que realizar el menor número de modificaciones posibles.

El material con el que se realizarán los ensayos es el polimetilmetacrilato PMMA. Se fabricaron 2 barras y 2 percutores de 32 mm de diámetro, todos ellos cilíndricos. La longitud que posee cada barra es de 1 m y la de los percutores es de 330 y 500 mm. A continuación se muestra una imagen de los percutores:



Figura 3.4 Percutores fabricados con PMMA para el ensayo en una barra Hopkinson de Alporas 10%

Estos percutores poseen una franja de color negro en un extremo para facilitar la medición de la velocidad de impacto del percutor con la barra incidente.

Para la recogida de datos, cada barra posee en su punto medio 4 bandas extensométricas, conectada en puente de Wheatstone, para registrar con ellas las ondas incidente, reflejada y transmitida.

Una vez instrumentadas las barras, se posicionan en la bancada junto a uno de los percutores y se comprueba la alineación del conjunto. A continuación se muestra unas imágenes en las que se identifican los componentes más importantes del dispositivo.

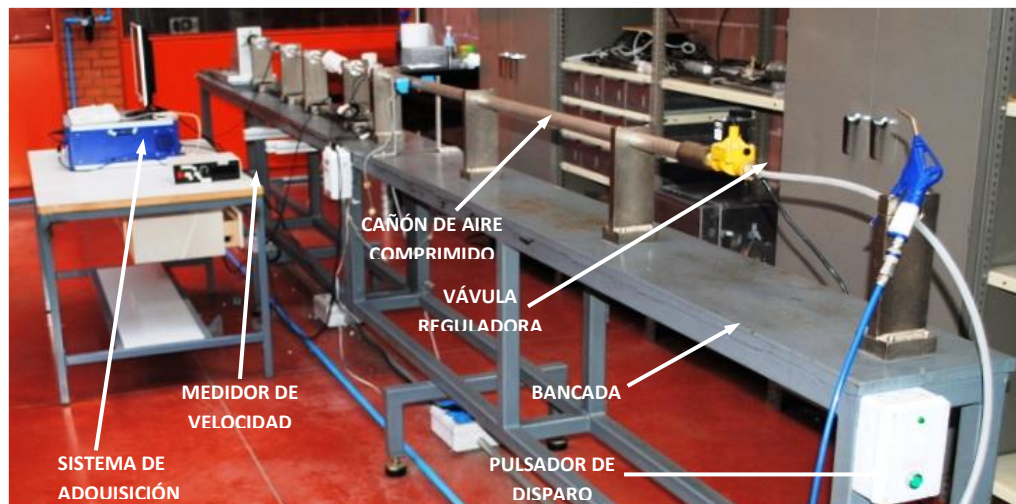


Figura 3.5 Equipo para ensayo en barra Hopkinson de compresión dotado de percutor y barras de PMMA (Vista lateral derecha)

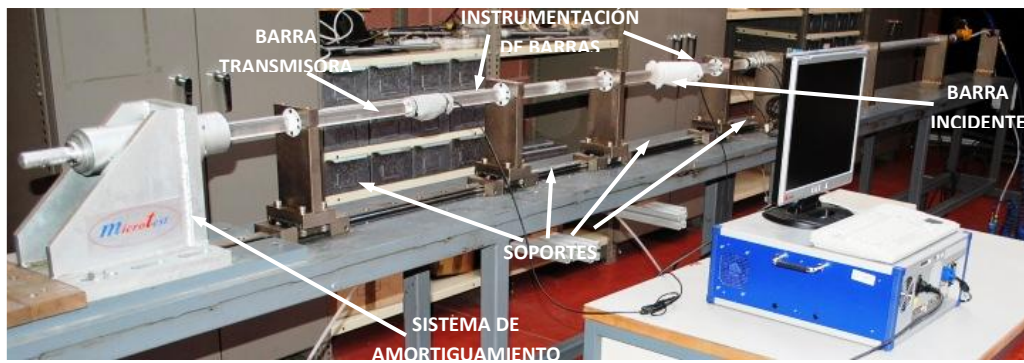


Figura 3.6 Equipo para ensayo en barra Hopkinson de compresión dotado de percutor y barras de PMMA (Vista lateral izquierda)

Para poder medir la velocidad de impacto del percutor con la barra incidente, se utilizarán dos sensores fotoeléctricos (sensores de luz) de fibra óptica, justo antes del punto de contacto entre ambos elementos, como se puede apreciar en la siguiente figura.

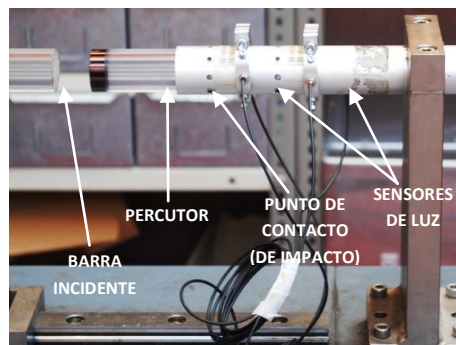


Figura 3.7 Detalle de las barras incidente y transmisora de PMMA

La velocidad media se mide a partir del cociente entre la distancia de separación de los sensores y el tiempo que tardaba en pasar por ambos sensores el extremo delantero del percutor (pintado de color negro como se indicó anteriormente).

El equipo de trabajo contaba con un suministro de aire comprimido de tal forma que permite acelerar el percutor hasta una presión máxima de 8 bares. Este suministro se conseguía por medio de una válvula de apertura eléctrica conectada a un tubo denominado cañón, dentro del cual se encuentra el percutor.

3.3.Procedimiento de ensayo

El procedimiento seguido en los ensayos de probetas de espuma es el habitualmente seguido en ensayos con barra Hopkinson.

Es de destacar, únicamente, que, para poder aplicar el procedimiento de Bacón de corrección de las ondas, fue necesario llevar a cabo, también, ensayos en vacío. Para ello se separaron las barras incidente y reflejada lo suficiente para garantizar que no había impacto de la primera en la segunda. En este tipo de ensayos el percutor

genera un pulso de compresión, denominado onda incidente, que viaja a lo largo de la barra incidente. Cuando la onda llega al extremo de la barra incidente ε_i , se genera una onda de tracción, onda reflejada, ε_v , que viaja a lo largo de la barra incidente en sentido contrario a la onda incidente.

4. Resultados

4.1. Herramienta numérica

Se ha elaborado un código en MATLAB para la corrección directa o inversa de las ondas a partir del método de Bacon. Este código consta de 3 módulos independientes que son los módulos “vacío”, “ensayo” y “resultado”. En el anexo se adjunta el programa completo junto con todas funciones necesarias para su ejecución.

Módulo 1.- “Vacío”

Este programa se encarga de obtener el coeficiente de propagación de las barras que se utilizaran en el posterior ensayo con probeta. Para ello, leerá los datos que tendrán que estar guardados previamente en un fichero Excel, llamado “PB1” en la hoja “incidenteV” y “reflejadaV”. Estos datos deberán ser los que se registren de un ensayo en vacío. La función “datos” es la que se encarga de leer los datos y guardarlos en la memoria interna del programa. A continuación, en la función “Fourier2”, se realiza la transformada de Fourier de esas ondas. La longitud del vector resultante de la transformada de Fourier será la potencia 2^n superior más cercana a la longitud del vector inicial. Además, como variable de salida, devuelve también los valores de la frecuencia de la transformada de Fourier para la longitud 2^n establecida. Con la función “gamma2” se obtendrá el coeficiente de propagación del material. El coeficiente de atenuación, $\alpha(\omega)$, se puede obtener fácilmente a partir de la amplitud de la función de transferencia de la ecuación 2.30. Por otro lado, el número de onda $k(\omega)$, se obtiene a partir de la fase de esa función de transferencia, que generalmente tendrá valores comprendido entre 0 y 2π . Antes de calcular el número de onda, se tiene que utilizar la función “unwrap”. Dicha función corrige la fase, de tal forma que se le añada $\pm 2\pi$ cuando el salto de fase entre dos elementos consecutivos es mayor que π radianes.

Por último se utiliza la función “corrección”. Esta función sólo está para comprobar que el coeficiente de propagación que se ha obtenido anteriormente es correcto. Se encarga de aplicar la corrección a las ondas registradas en vacío, de tal forma que si después de hacer la antitransformada de Fourier, se obtienen las mismas ondas corregidas incidente y reflejada, significará que el coeficiente de propagación que se ha calculado es bueno.

Módulo 2.- “Ensayo”

En este programa se realiza la corrección de las ondas en un ensayo con probeta. El funcionamiento de este programa es muy similar al del ensayo en vacío, con el añadido de que ahora está la onda transmitida, que antes no existía al no existir la barra transmisora.

La función “datos2” se encarga de leer las tres ondas, incidente, reflejada y transmitida, con sus correspondientes valores de tiempos para almacenarlos también

en la memoria interna del código. De nuevo, estos valores que lee el código deberán estar guardados en un fichero Excel. En este caso, los datos se encuentran en el fichero "PB1" y las hojas "Incidente", "Reflejada" y "Transmitida". La función "correccion3" se encarga de corregir la transformada de las ondas leídas en el programa "ensayo" con el coeficiente de propagación que se obtuvo en el programa "vacío". Por último, en este programa se guarda la onda reflejada corregida y su correspondiente valor de tiempo en un fichero Excel para, posteriormente obtener la integral con respecto al tiempo de esa onda, tal y como se indica en la ecuación 2.5. El fichero Excel donde se guarda esta onda es "Libro1" en la hoja "Hoja1".

Con ayuda del programa Kaleidagraph, se obtiene la integral de la onda reflejada que se necesitaba según la ecuación 2.5. El resultado que devuelva este programa se guardará en el fichero Excel "Libro1" en la hoja "Hoja2"

Módulo 3.- "Resultado"

En este programa se construirá la curva tensión-deformación del material a estudiar, en este caso la espuma de aluminio. Para ello, se utilizan las ecuaciones 2.5 y 2.7. A partir de las ondas corregidas guardadas en la memoria interna del programa y con el valor de la onda transmitida obtenida del fichero Excel "Libro1" en la hoja "Hoja2" se genera finalmente la curva tensión-deformación que se ha estado buscando.

4.2. Ensayos en vacío

Utilizando el equipo mostrado en las figuras 3.5 y 3.6 se procedió a efectuar una serie de ensayos de compresión dinámica de probetas cilíndricas de Alporas 10% de aproximadamente 26 mm de diámetro e igual longitud.

Se realizaron, también, diferentes ensayos con el percutor de 330 mm de longitud a diferente velocidad de impacto con el objetivo de estimar la desviación de los resultados y el promedio de estos, para la obtención final de unas curvas $\sigma_N-\epsilon_N$ representativas y fiables aplicando las ecuaciones 2.5 2.6 y 2.7.

A continuación se realizaron aproximadamente el mismo número de ensayos con el percutor de 500 mm, aun a riesgo de encontrar el solapamiento entre las ondas incidente y reflejada, para dar mayor validez a los resultados.

Para las ondas incidente, transmitida y reflejada obtenidas en los ensayos en SHPB, no se verificó con exactitud el cumplimiento de la relación aditiva:

$$\epsilon_i = \epsilon_t + \epsilon_r \quad (4.1)$$

por lo que se dedujo un efecto, aparentemente reducido, de la dispersión de ondas desde las bandas extensométricas hasta los contactos barra-probeta, pudiéndose por tanto, aceptar que las ondas registradas no coinciden con las que se registrarían en las

interfaces barra-probeta, de modo que no se podría asegurar la igualdad de las fuerzas:

$$F_i(t) = A_b \cdot E \cdot [\varepsilon_i(t) + \varepsilon_r(t)] \quad (4.2)$$

$$F_t(t) = A_b \cdot E \cdot \varepsilon_t(t) \quad (4.3)$$

correspondientes a las barras incidente y transmisora, respectivamente, ni por consiguiente, el equilibrio dinámico en la probeta. Es por esto que se ha evaluado el efecto de la dispersión y la atenuación causadas por las propiedades viscoelásticas del PMMA y se ha procurado su corrección usando el método propuesto por BACON, descrito en el apartado 2.3.

4.3.Determinación del módulo de Young del PMMA

La estimación de las curvas tensión deformación por medio de la formulación teórica descrita en el apartado 2.1, requiere conocer previamente el módulo de elasticidad del PMMA. El valor de esta propiedad suele ser suministrado por el proveedor del material; aunque también es cierto que este valor ha sido obtenido mediante ensayos de tracción cuasiestática y existen diversos autores que señalan que en el PMMA esta propiedad depende de la frecuencia y por consiguiente de la velocidad de deformación.

Aprovechando los pulsos registrados durante los ensayos, se ha efectuado la estimación del módulo de Young de manera alternativa. Se ha realizado estimando esta propiedad usando la ecuación 2.18 después de calcular la velocidad de las ondas elásticas longitudinales, C , a partir de las mediciones en la barra incidente.

Se han realizado dos mediciones de tiempo en los pulsos registrados por la barra incidente para el cálculo de la C : la duración de la onda incidente, t_i , y el tiempo que tarda la onda reflejada en ser registrada, t_r . La figura 4.1 presenta de forma esquemática estos dos valores.

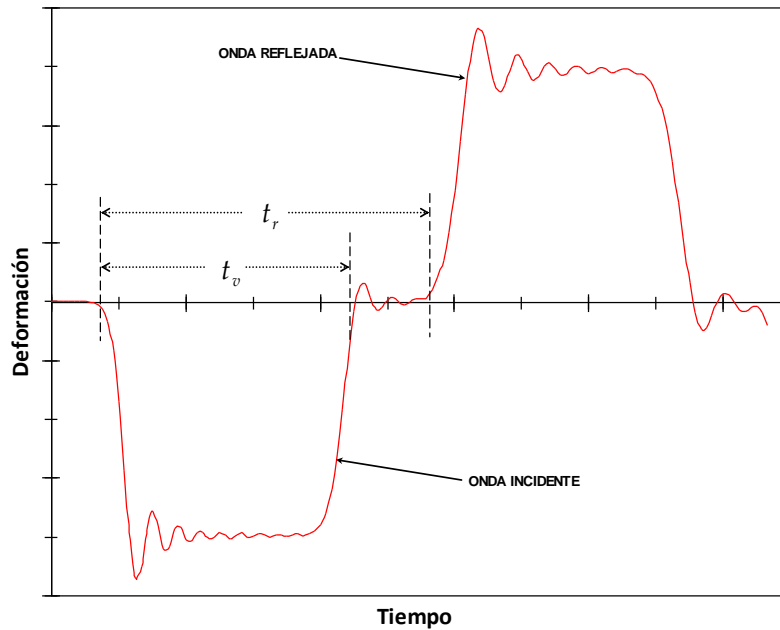


Figura 4.1 Esquema de mediciones de tiempo efectuadas en la barra incidente para la estimación del Módulo de Young (E) del PMMA

Del análisis de ondas registradas en varios ensayos con el percutor de 330 mm, se obtuvieron los siguientes valores medios:

$$t_v = 302 \mu s \text{ y } t_r = 460 \mu s.$$

De la ecuación 2.4 se deduce que:

$$C = 2 \frac{L_{st}}{t_v} \quad (4.4)$$

en donde se introducen los valores de t_v y de la longitud del percutor, L_{st} , para encontrar que $C=2185 \text{ m/s}$.

También se puede obtener el valor de C , como el cociente entre la distancia que recorre la onda hasta registrarse su reflexión, dividido entre el tiempo que transcurre durante ello, t_r . La distancia en cuestión se corresponde con la longitud de la barra incidente, que es de 1 m. El cociente resultante da un valor de $C= 2174 \text{ m/s}$.

Con estos dos valores de C , se puede definir un valor de C medio igual a 2180 m/s.

Una vez obtenido el valor de C y sabiendo que la densidad del PMMA es 1190 kg/m^3 , se puede determinar el módulo de Young a partir de la ecuación 2.18, que es:

$$E = C^2 \cdot \rho \Rightarrow E = (2180)^2 \cdot 1190 \Rightarrow E = 5.7 \text{ GPa}$$

4.4. Estimación experimental del coeficiente de atenuación y del número de onda

Para hacer una evaluación preliminar de la posible dispersión y atenuación ocasionada en los ensayos de SHPB por las características viscoelásticas del PMMA, se han efectuado una serie de ensayos sin probeta, de manera tal que ocurriera el impacto directo entre las barras, ya que con los resultados se podían comparar las ondas incidentes y transmitida, que en un material no dispersivo, serían muy similares (en forma y amplitud). Este tipo de ensayo se ha realizado en estudios previos para estimar la influencia de los fenómenos de dispersión y atenuación en barras viscoelásticas. Los ensayos se llevaron a cabo usando el percutor de 500 mm, para 3 valores de presión y, por consiguiente, de velocidad de impacto (V_{st}). En las siguientes figuras se comparan las ondas incidente y transmitida obtenida para dos de los ensayos en vacío en SHPB.

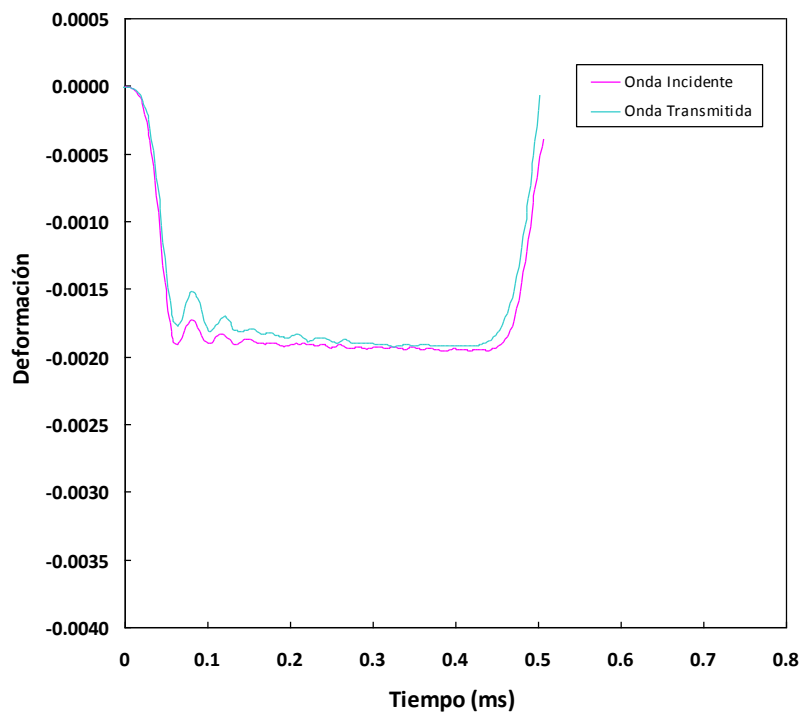


Figura 4.2 Comparación entre las ondas incidente y transmitida obtenidas en un ensayo sin probeta en SHPB a una velocidad de impacto de $V_{st}=8$ m/s

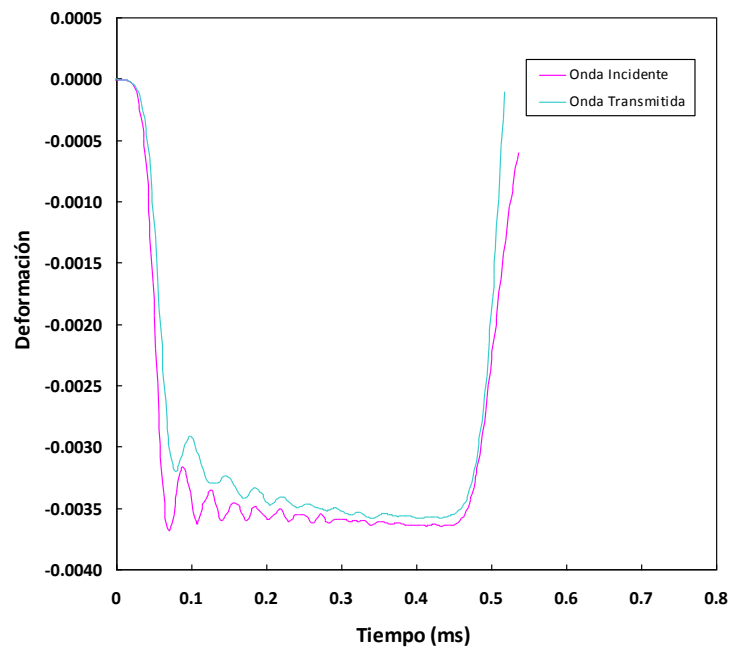


Figura 4.3 Comparación entre las ondas incidente y transmitida obtenidas en un ensayo sin probeta en SHPB a una velocidad de impacto $V_{st}=12$ m/s

En ambas imágenes se puede ver que las oscilaciones de las ondas incidente y transmitida poseen una pequeña dispersión. La amplitud de la onda transmitida es más reducida que la de la onda incidente, lo cual indica que hay algo de atenuación. En el siguiente apartado se muestra un breve desarrollo del método de Bacon ya descrito anteriormente para la corrección de la dispersión y la atenuación viscoelásticas producida por las barras de PMMA.

4.5. Estudios y análisis numéricos

En este apartado se van a presentar los trabajos que se han llevado a cabo hasta conseguir una aplicación correcta del método de Bacon. Como requiere este método, en primer lugar se registran las ondas en vacío; obviamente, el número de puntos que constituyen la onda es el mismo para las ondas en vacío que para las ondas en ensayos reales. Las ondas registradas tienen una duración en el entorno de los 450 μ s que incluyen (aproximadamente) la onda propiamente dicha y un tramo de registro sin deformación; el sistema de registro captura un dato cada 2 μ s por lo que el registro tiene 225 datos a cada uno de los cuales se le denomina en lo que sigue “punto”.

4.5.1 Determinación del tamaño e instante de comienzo de la onda

El problema numérico está en la elección, a partir del registro completo, del intervalo real de duración de la onda y del instante de comienzo de ésta. Las pruebas numéricas realizadas consistieron en utilizar en el cálculo del coeficiente de propagación, $\gamma(w)$, un número diferente de puntos que forman la onda o en hacer comenzar la rampa de crecimiento en diferente instante de tiempo. En todas las pruebas se calcula $\gamma(w)$ y con la expresión obtenida se corrigen las ondas del ensayo en vacío y del ensayo con probeta.

Se ha realizado, también, un estudio consistente en adecuar (modificar) puntualmente el coeficiente de propagación a partir de los armónicos que pueden aparecer superpuestos en las ondas corregidas.

La comprobación que se realizó en cada caso consistió en comparar la suma de las ondas incidente “corregida inversa” y reflejada “corregida directa” con la transmitida “corregida directa”. La similitud de ambas ondas es una garantía de equilibrio dinámico de la probeta y, por tanto, de validez del ensayo, debiéndose utilizarlas (como ya se ha comentado, para obtener la gráfica **tensión verdadera vs deformación verdadera**,

Ensayo con 225 puntos

En la figura 4.4 se muestran las ondas del ensayo en vacío corregidas mediante un coeficiente de propagación obtenido a partir de las mismas ondas completas (225 puntos). En la imagen se representan cuatro ondas: incidente sin corregir, incidente “corregida inversa”, reflejada sin corregir y reflejada “corregida directa”. Nótese que la incidente “corregida” y la reflejada “corregida” son la misma onda, es decir la onda incidente en el extremo libre de la barra incidente en un ensayo en vacío. La corrección que se le ha aplicado a las ondas en vacío de la figura 4.4 fue para una distancia $d = 0,5 m$ (distancia de la localización de la banda extensométrica a la intercara barra-probeta).

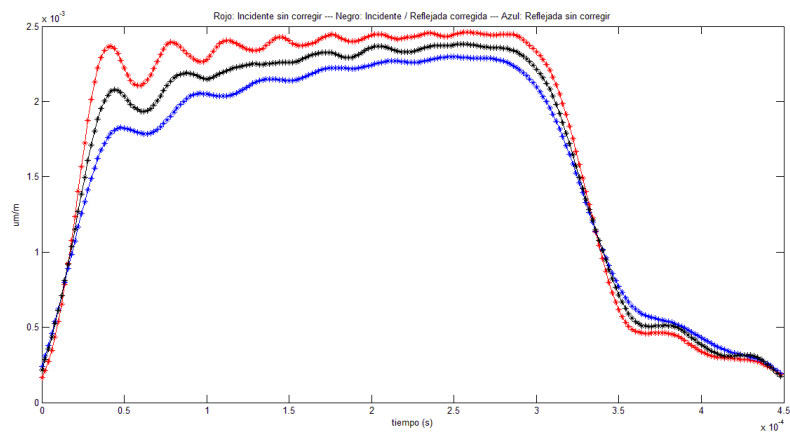


Figura 4.4 Ondas incidente y reflejada sin corregir frente a la reflejada corregida para un ensayo en vacío para 225 puntos

Con el coeficiente de propagación ya obtenido, se han corregido las ondas corregidas en un ensayo real. Para ello se ha seguido el mismo mecanismo que se siguió en el caso en vacío. Las ondas registradas tienen la misma longitud que las ondas del ensayo en vacío.

En la figura 4.5 se representan la suma de las ondas incidente “corregida inversa” y la reflejada “corregida directa” frente a la transmitida corregida directa. Ambas ondas que se muestran son las que surgen del resultado de hacer un equilibrio de fuerzas en la probeta. Nótese que la suma de las ondas incidente y reflejada corregidas posee una oscilación superpuesta que, por el momento, se desconoce su origen. En apartados posteriores se tratará de solucionar este problema.

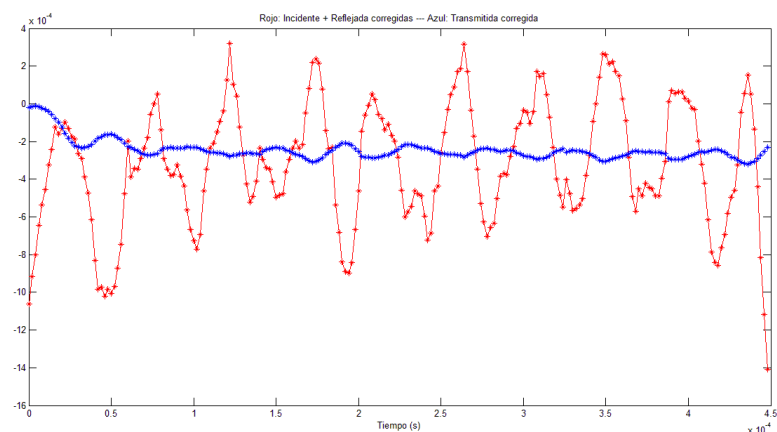


Figura 4.5(Rojo) Ondas incidente + reflejada corregidas frente a la transmitida corregida (Azul) para 225 puntos

A partir de la onda transmitida, mediante las ecuaciones 2.5 y 2.7 se puede elaborar la curva tensión-deformación. El resultado se puede ver en la figura 4.6 donde se comparan la curva tensión-deformación con las ondas corregidas con la curva con las ondas sin corregir. En la imagen se puede ver, a pesar de las oscilaciones un ligero

incremento en el valor medio de la curva tensión-deformación debida a la corrección que han sufrido las ondas.

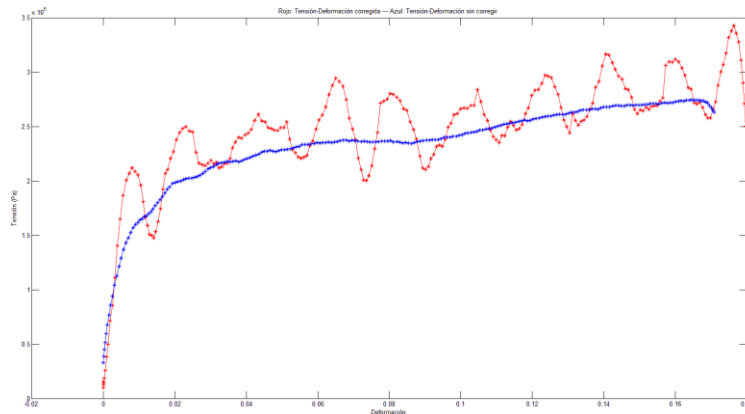


Figura 4.6 Curvas $\sigma_N - \varepsilon_N$ para un ensayo con 225 puntos

Ensayo con 150 puntos

En el caso anterior se pudo ver que aparece una oscilación superpuesta en las ondas que no permite obtener una buena curva tensión-deformación de la espuma metálica. En este apartado se va a modificar el número de puntos que conforman las ondas; de los 225 que se utilizaron en el caso anterior se van a leer tan sólo 150. Los puntos de comienzo de las ondas que se leerán permanecerán constantes. Es decir, todas las ondas comienzan en el mismo instante que en el apartado anterior.

A continuación se muestran las mismas ondas que aparecieron en el apartado anterior, incidente y reflejada sin corregir, e incidente y reflejada corregida para una distancia $d = 0,5\text{ m}$ (distancia entre la intercara barra-probeta, y la galga extensométrica).

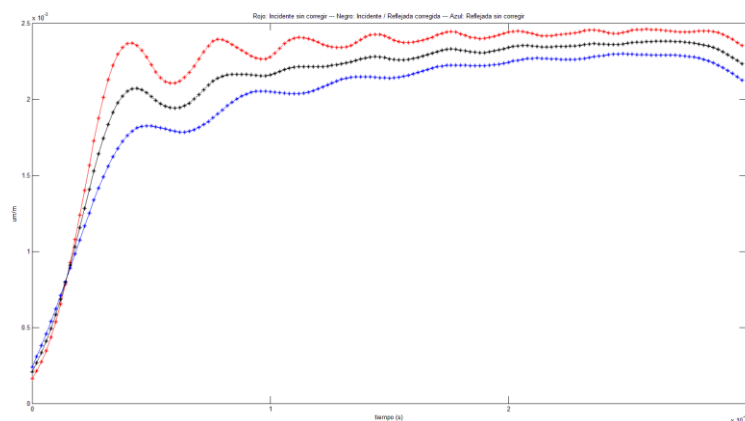


Figura 4.7 Ondas incidente y reflejada sin corregir frente a la reflejada corregida para un ensayo en vacío para 150 puntos

Como se puede ver en la figura 4.8 se reduce la amplitud de las oscilaciones superpuestas a las ondas corregidas. En el ensayo con probeta, como se podrá ver en la figura 4.8 ocurrirá el mismo efecto de reducción de la amplitud de las oscilaciones. De nuevo, se vuelve a mostrar las mismas ondas ondas corregidas cuando se encuentran en la intercara barra-probeta igual que en la figura 4.5 de 225 puntos.

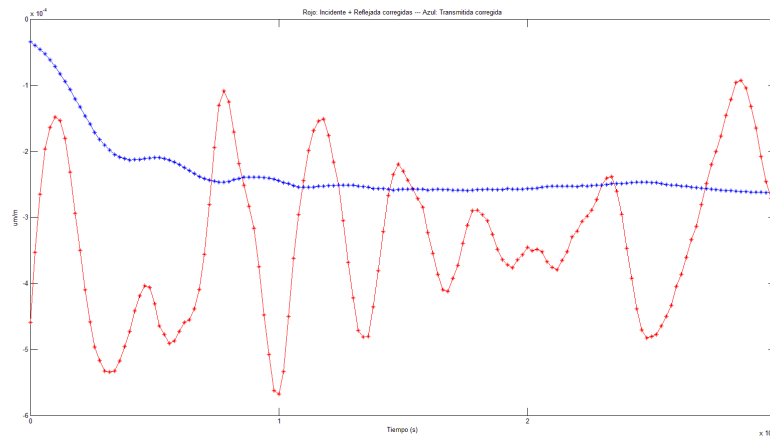


Figura 4.8 Ondas (Rojo) Ondas incidente + reflejada corregidas frente a la transmitida corregida (Azul) para 150 puntos

Con todo esto, la curva tensión-deformación que se genera es la mostrada en la figura 4.9. Al haber una oscilación de menor amplitud superpuesta en las ondas corregidas, hace que la curva tensión-deformación tenga un menor ruido.

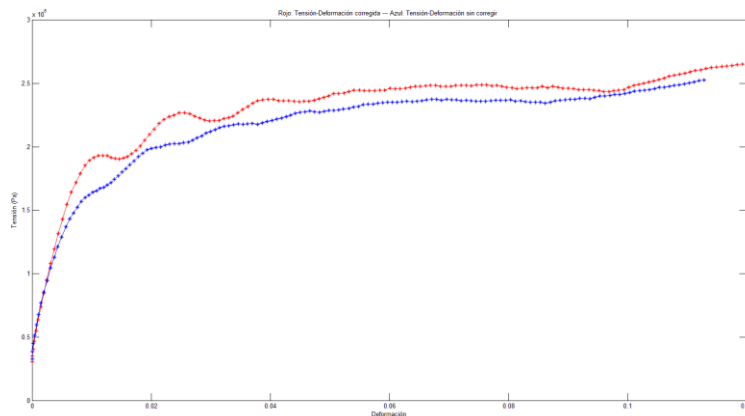


Figura 4.9 Curvas $\sigma_N - \varepsilon_N$ para un ensayo con 150 puntos

Ensayo con 150 puntos, modificando el punto de comienzo de la onda

Lifshitz y Leber, comentaron en un estudio que al registrar las ondas, es muy importante tener claro cuál es el punto de inicio y el punto final de cada onda.

En este caso se partirán de ondas de 150 puntos, ya que se ha visto que son las que generan menos ruido al corregirlas, tal y como se puede observar en el ensayo de 150 puntos.

Las ondas en vacío que se leerán inicialmente son la misma onda pero desplazando el punto inicial de las ondas hasta 9 posiciones y manteniendo constante la duración. Con esto se obtendrán 9 coeficientes de propagación diferentes con los que se realizarán la posterior corrección de las ondas en ensayo real. Dichas ondas, sufrirán los mismos efectos que las del ensayo en vacío. Se les desplazará el punto inicial de la onda hasta 9 posiciones y se mantendrá constante su duración.

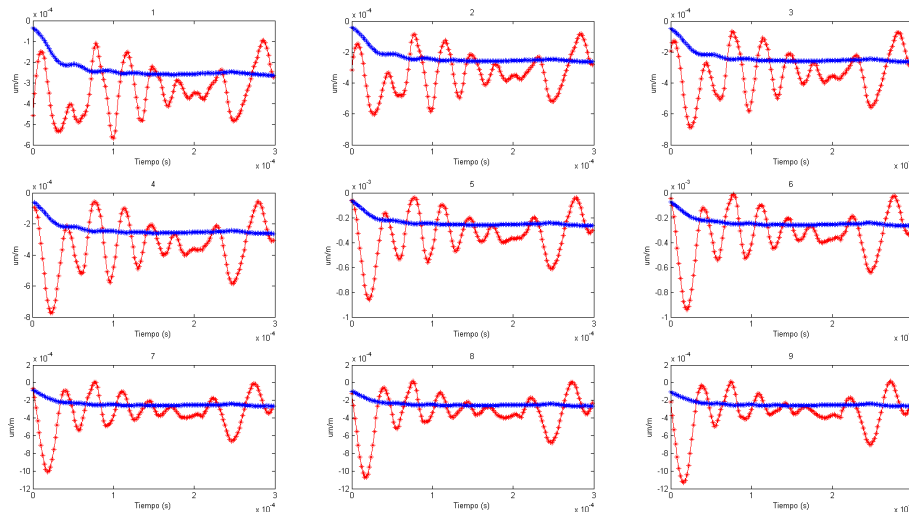


Figura 4.10 Comparación de la influencia del punto de inicio de la onda

Como se puede ver en la figura 4.10 las ondas corregidas son extremadamente sensibles al punto de inicio de la onda comparando las diferentes gráficas mostradas. En este caso, cuando las ondas están desplazadas 7 posiciones respecto al punto donde se estableció inicialmente el comienzo de la onda, es el caso que genera menores oscilaciones. Por lo que en el apartado 4.6, se utilizará este caso para obtener la curva tensión-deformación definitiva.

Análisis del método con 300 puntos

Al corregirse el problema de la onda superpuesta a una determinada frecuencia, se va a aumentar la frecuencia de muestreo de las ondas por si acaso la oscilación superpuesta está en ese nuevo rango de frecuencias mayor que el rango inicial.

Para poder realizar este análisis, a cada incremento de tiempo que tenía la onda inicial, se le añadió un valor medio de tiempo y deformación entre los incrementos, de tal forma que entre un tiempo t_1 y un tiempo t_2 , aparecerá un nuevo tiempo t_{1-2} , valor medio entre t_1 y t_2 . Lo mismo ocurre para la deformación. El resultado obtenido de las ondas con probeta es exactamente el mismo que el del caso de los 150 puntos.

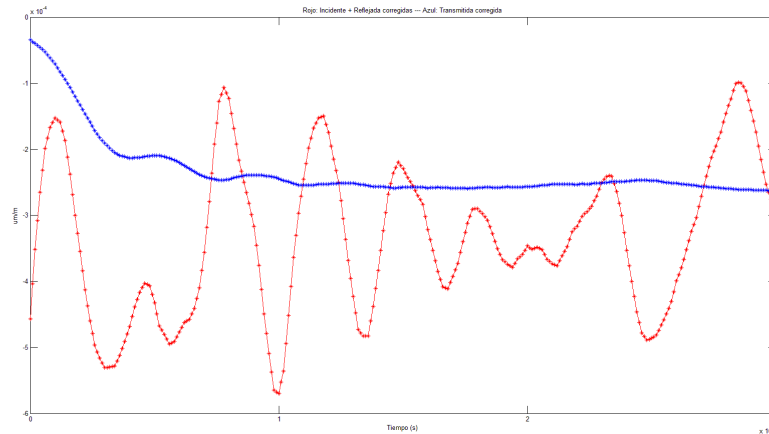


Figura 4.11(Rojo) Ondas incidente + reflejada corregidas frente a la transmitida corregida (Azul) para 300 puntos

Con esto, la curva tensión deformación que se obtiene es la mostrada en la figura 4.12, figura que es exactamente igual a la figura 4.9. La única diferencia es que en este caso se ha representado para la curva sin corregir la curva entera. Y para la curva corregida los datos que se disponían.

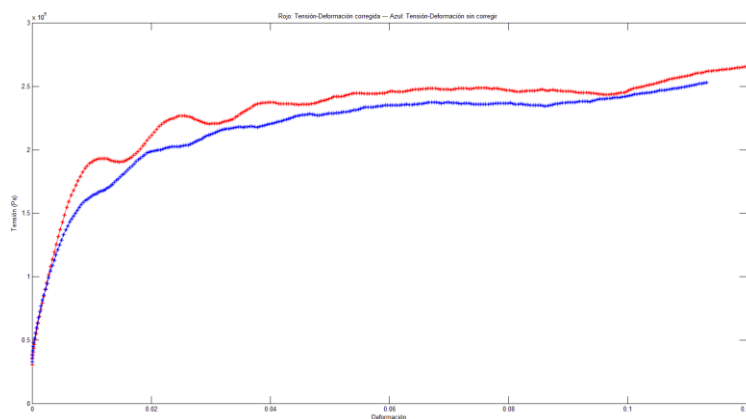


Figura 4.12 Curva tensión-deformación para un ensayo de 150x2 puntos

4.5.2 Análisis de la posibilidad de filtrado puntual de las ondas corregidas

El coeficiente de propagación está compuesto por dos componentes, un coeficiente de atenuación $\alpha(\omega)$ y un coeficiente $k(\omega)$ que depende del número de onda. Ambos son dependientes de la frecuencia, ω . Es decir, que observando la evolución de estas dos componentes a lo largo de la frecuencia, se puede determinar las frecuencias de las ondas que se atenúan más y cuáles son las que se atenúan menos.

Partiendo del ensayo inicial, el de los 225 puntos, ya que es el que generaba unas oscilaciones visibles a simple vista, y para simplificar la deducción, se van a mostrar que frecuencias son las que se atenúan y cuáles no. Además, a partir de las ondas corregidas, se van a determinar las frecuencias de las oscilaciones de las ondas

que aparecen, para ver con qué valores de frecuencia del coeficiente de atenuación se corresponden. En las figuras 4.13 y 4.14 se muestran la onda reflejada, la cual tiene superpuesta una oscilación que se puede apreciar a simple vista.

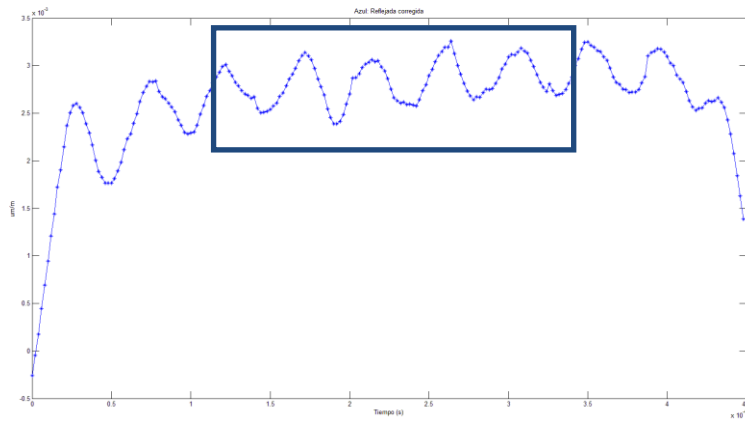


Figura 4.13 Onda reflejada corregida de 225 puntos

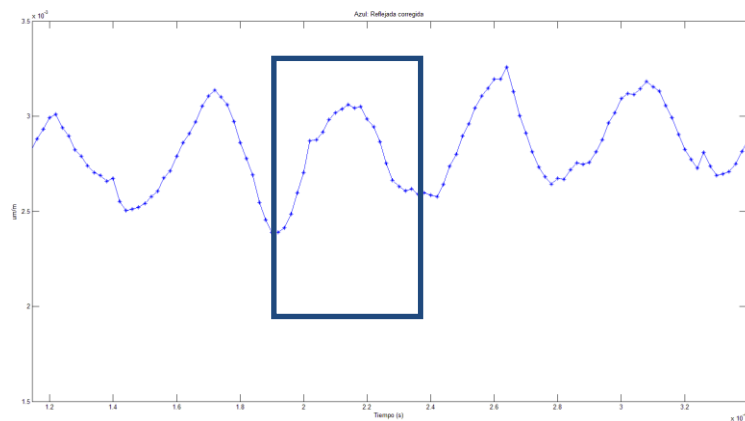


Figura 4.14 Ampliación de la onda reflejada corregida de 225 puntos

Para obtener la frecuencia de esta oscilación, se van a medir dos máximos consecutivos, que es lo equivalente a un período.

En el caso de la figura 4.14 la duración de un período va desde $t_1 = 1,9 \cdot 10^{-4}$ a $t_2 = 2,39 \cdot 10^{-4}$. Lo cual hace un $\Delta t = (2,39 - 1,9) \cdot 10^{-4} = 0,49 \cdot 10^{-4} s$

La frecuencia en hercios correspondiente a este período es de:

$$f = \frac{1}{\Delta t} = \frac{1}{0,49 \cdot 10^{-4}} = 20408 \text{ Hz}$$

Es decir, que a 20 kHz existe una onda que le está añadiendo el ruido no deseado. En la figura 4.15 se analizará la onda reflejada con probeta antes de aplicarle la transformada inversa de Fourier y se podrán ver qué frecuencias son las que generan dicha onda.

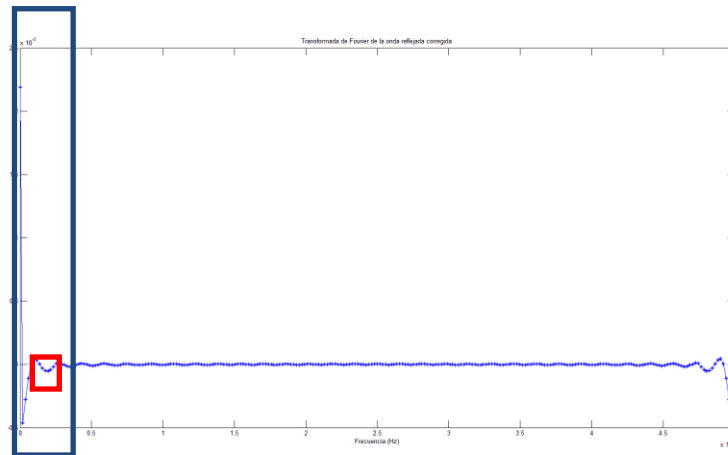


Figura 4.15 Transformada de Fourier de la onda reflejada corregida $\varepsilon_r(\omega)$ de 225 puntos

Donde el intervalo hasta 20 kHz es el recuadro que se muestra en color azul y la frecuencia que está generando el ruido es la que se muestra en el recuadro rojo. La figura 4.16 es una ampliación del recuadro azul, mostrando los valores de la transformada de Fourier desde 0 hasta 30 kHz.

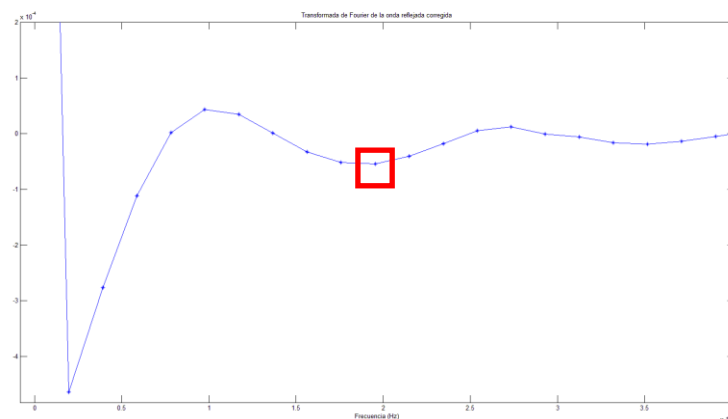


Figura 4.16 Ampliación de transformada de Fourier de la onda reflejada corregida $\varepsilon_r(\omega)$ de 225 puntos

Se puede ver claramente que a 20 kHz, el valor del coeficiente de atenuación es superior a uno, lo cual indica que a esa frecuencia, este coeficiente de amortiguación aumenta dicha onda. A continuación, en la figura 4.17 se va a mostrar la evolución del coeficiente de atenuación con respecto a la frecuencia, para confirmar que a esa frecuencia de 20 kHz existe un valor del amortiguamiento mayor que cero, es decir, que en lugar de atenuar la onda, la amplifica.

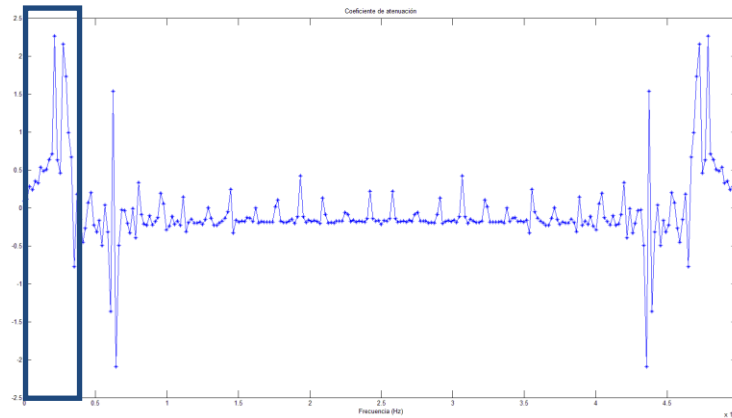


Figura 4.17 Coeficiente de atenuación $\alpha(\omega)$

En las figuras 4.18 y 4.19 se van a comparar los resultados del valor del coeficiente de atenuación obtenidos por Bacon, frente a los resultados obtenidos en el presente proyecto. Se puede ver que para bajas frecuencias, ambos resultados son muy parecidos. La curva del coeficiente de atenuación obtenida en este proyecto, se puede ajustar a una curva exponencial de tipo $A \cdot e^{b \cdot x}$.

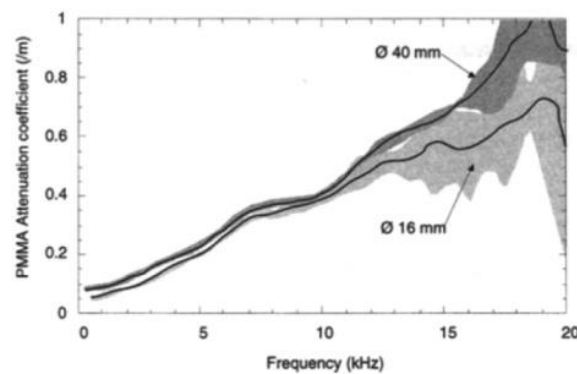


Figura 4.18 Coeficiente de atenuación $\alpha(\omega)$ [C. BACON, 1998]

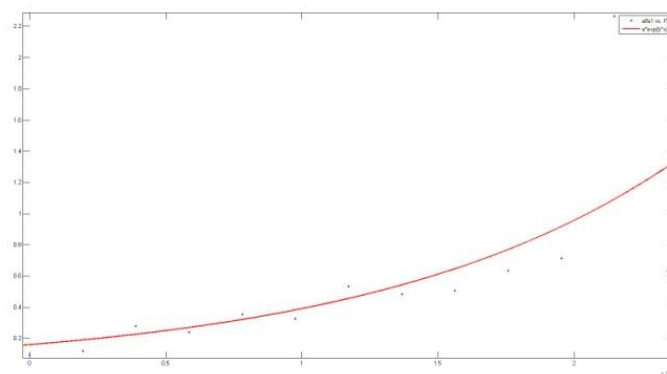


Figura 4.19 Coeficiente de atenuación $\alpha(\omega)$ para una presión de 1 bar

Si se cogiese únicamente ese punto que está generando el ruido a 20 kHz y se le obligase manualmente a ser igual a cero, se obtendría lo que aparece en la figura 4.20,

donde se comparará la onda reflejada mostrada al inicio del apartado, y la que se obtiene haciendo cero el valor de la amplitud a 20 kHz.

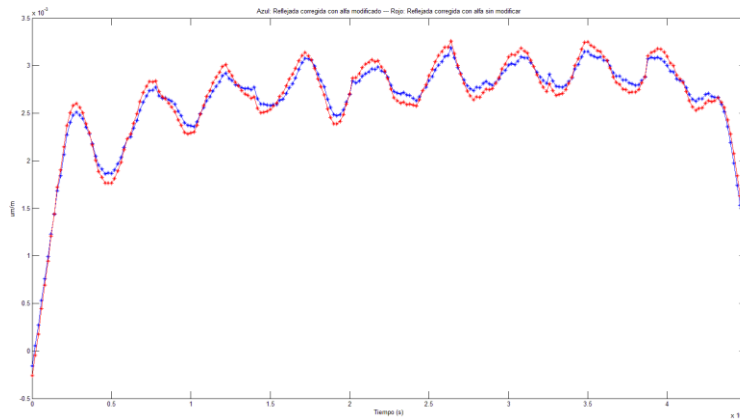


Figura 4.20 Onda reflejada corregida con coeficiente de atenuación $\alpha(\omega)$ sin modificar y modificado

Se puede ver que existe un ligero descenso de la amplitud de la oscilación superpuesta que presenta la onda, lo cual indica lo que al principio del apartado 4.5.2 se había explicado, que a 20 kHz existe una onda no deseada.

El problema de hacer que este valor del coeficiente de atenuación sea igual a cero es que a la hora de corregir las ondas en vacío el resultado que se consigue no es el deseado, puesto que con el método de Bacon, las ondas incidente empeorada y reflejada corregida en un ensayo en vacío tienen que ser exactamente iguales. Con este nuevo coeficiente de atenuación, el resultado que sale se puede ver en la figura 4.21.

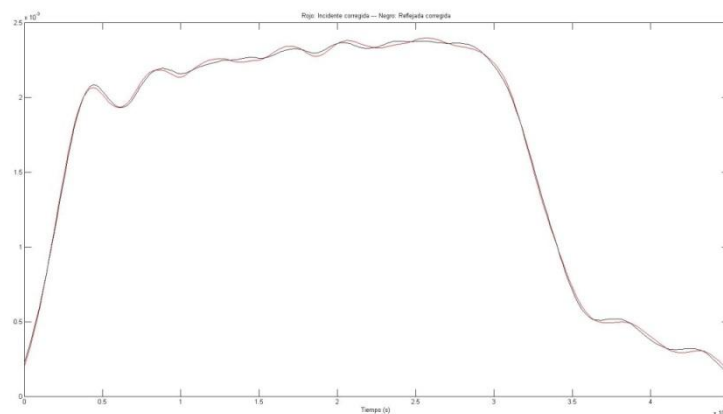


Figura 4.21 Ondas incidente y reflejada en vacío con coeficiente de atenuación $\alpha(\omega)$ modificado

Donde ambas curvas, son muy parecidas, pero no llegan a ser exactamente la misma. Por lo que esta hipótesis realizada de hacer cero el coeficiente de atenuación a 20 kHz, se descartó.

4.5.3 Análisis de la positividad del coeficiente de atenuación

El coeficiente de atenuación, por definición, tiene que ser una función positiva, algo que en el proyecto no parece verificarse de forma completa. Una de las opciones que se analizaron fue la de hacer positivo al coeficiente de atenuación sustituyendo las ordenadas negativas por su valor absoluto. En la figura 4.22 se muestra como queda el nuevo coeficiente de atenuación comparado con el antiguo.

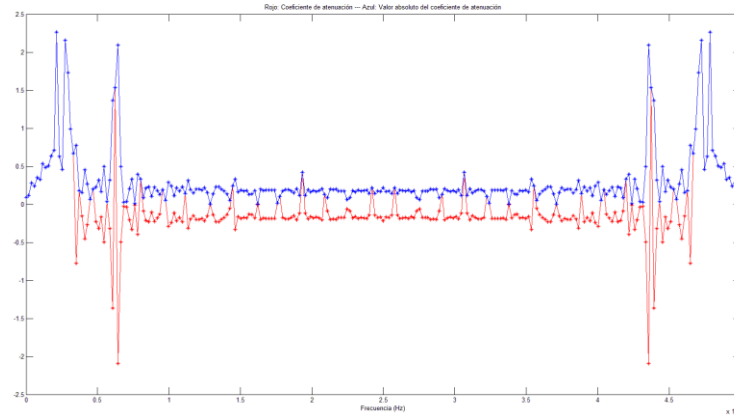


Figura 4.22 Comparación entre el coeficiente de atenuación y el valor absoluto del coeficiente de atenuación $\alpha(\omega)$

Hay una clara diferencia entre ambos coeficientes de atenuación. Los resultados obtenidos con este nuevo procedimiento fueron los que se muestran en la figura 4.23, donde se representan las ondas incidente y reflejada en vacío corregidas.

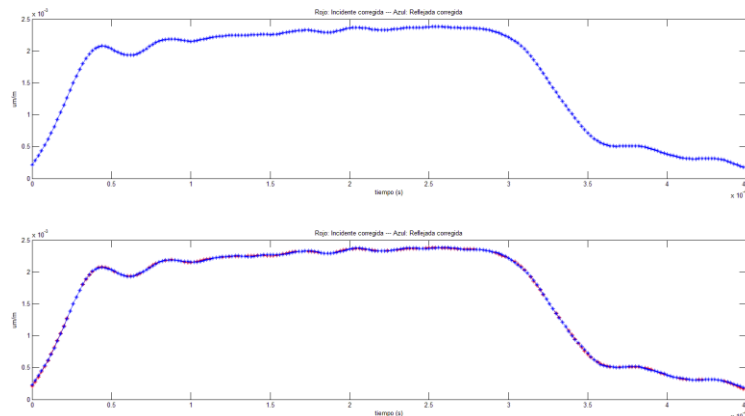


Figura 4.23 Comparación entre ondas incidente y reflejada corregidas utilizando el coeficiente de atenuación (arriba) y el valor absoluto del coeficiente de atenuación $\alpha(\omega)$ (abajo)

Donde en la grafica superior, se muestra las curvas con el coeficiente de atenuación utilizado hasta ahora y en la inferior las curvas corregidas utilizando el valor absoluto del coeficiente de atenuación. De nuevo, se puede ver que las curvas no son exactamente iguales, por lo que esta hipótesis también quedó descartada.

4.5.4. Corrección de las ondas obtenidas en un ensayo a una velocidad de deformación con el coeficiente de atenuación obtenido en ensayos en vacío a otra velocidad de deformación

Calcular las componentes del coeficiente de propagación $\gamma(\omega)$ ha servido para la obtención de éste y, por consiguiente, para la corrección de las ondas reflejada y transmitida en un ensayo de alporas 10%. Esta corrección consiste en determinar la transformada de Fourier de la onda a corregir, multiplicarla por la función de transferencia y, finalmente la aplicación de la transformada inversa de Fourier al producto. La razón de la corrección es para trasladar las ondas reflejada y transmitida, desde el punto donde se han registrado hasta el punto de contacto entre la barra incidente y la probeta, que es donde comienza la división de la onda incidente. En las siguientes figuras se muestran las ondas transmitida y reflejada que han sido registradas en el ensayo de una probeta cilíndrica, y la corrección de ambas con los coeficientes de propagación $\gamma(\omega)$ obtenidos en ensayos en vacío a 1 y 1,5 bar, respectivamente.

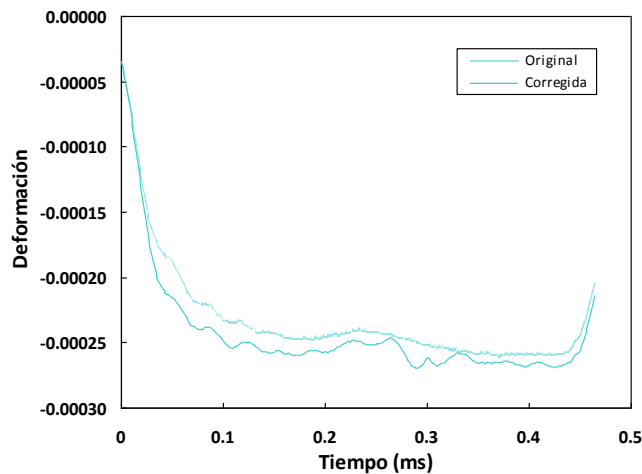


Figura 4.24 Onda transmitida registrada en un ensayo de alporas 10% a 500 s^{-1} y su corrección con el coeficiente de propagación $\gamma(\omega)$ obtenido en vacío a la presión de 1 bar

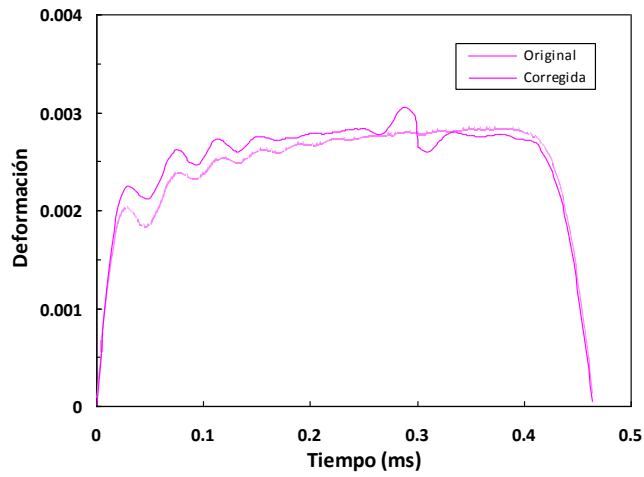


Figura 4.25 Onda reflejada registrada en un ensayo de alporas 10% a 500 s^{-9} y su corrección con el coeficiente de propagación $\gamma(\omega)$ obtenido en vacío a la presión de 1 bar

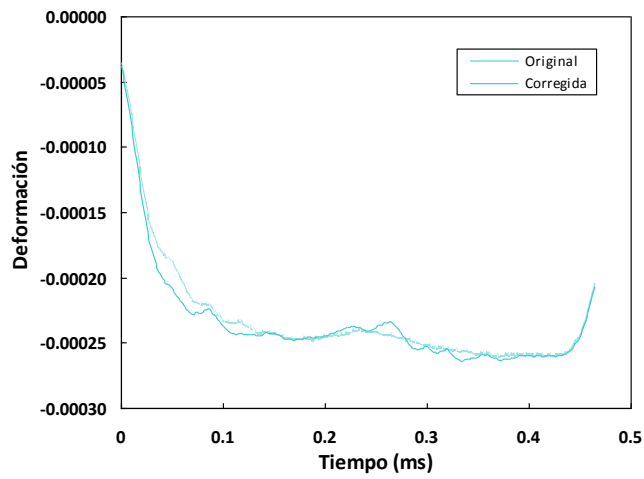


Figura 4.26 Onda transmitida registrada en un ensayo de alporas 10% a 500 s^{-9} y su corrección con el coeficiente de propagación $\gamma(\omega)$ obtenido en vacío a la presión de 1,5 bar

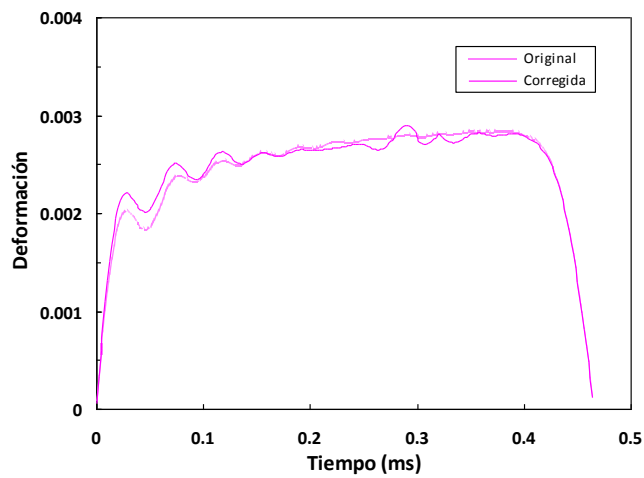


Figura 4.27 Onda reflejada registrada en un ensayo de alporas 10% a 500 s^{-9} y su corrección con el coeficiente de propagación $\gamma(\omega)$ obtenido en vacío a la presión de 1,5 bar

Se puede observar que:

- Tanto para la onda transmitida como para la reflejada, la corrección efectuada implica un ligero incremento de la amplitud.
- Dentro del intervalo de velocidades de deformación considerado, el coeficiente de propagación, $\gamma(\omega)$, es independiente de la velocidad de deformación alcanzada en el ensayo realizado para obtenerlo.

En la probeta, debe existir un equilibrio dinámico en el ensayo de SHPB, haciendo que los valores de fuerza registrados en las intercaras barra incidente-probeta y probeta-barra transmisora, sean iguales. Para contrastar esa igualdad, se ha comparado la suma de las ondas transmitida y reflejada con la onda incidente, tal y como han sido registradas las tres ondas, es decir, sin corregir. Posteriormente se ha hecho la suma de las tres ondas corregidas, es decir, en las intercaras de contacto barras-probeta. Estas comparaciones se pueden apreciar en las figuras 4.28 y 4.29. En ambas figuras, es evidente la eficacia del procedimiento de corrección de las ondas registradas en el ensayo de la espuma, ya que después de la corrección se reduce la diferencia entre la onda incidente y la suma de las ondas transmitida y reflejada.

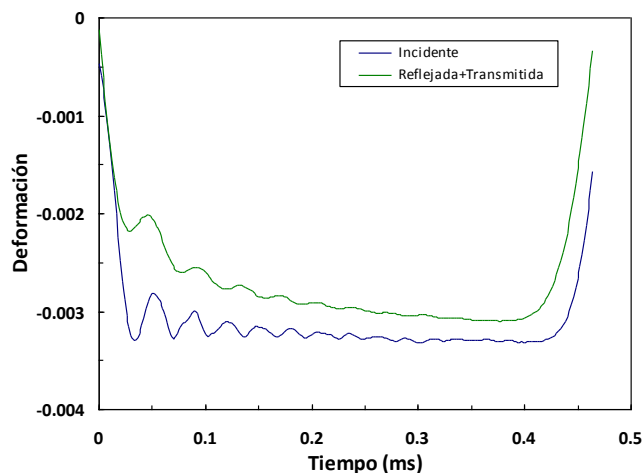


Figura 4.28 Comparación entre la onda incidente y la suma de las ondas reflejada y transmitida para la Alporas 10% sin corregir

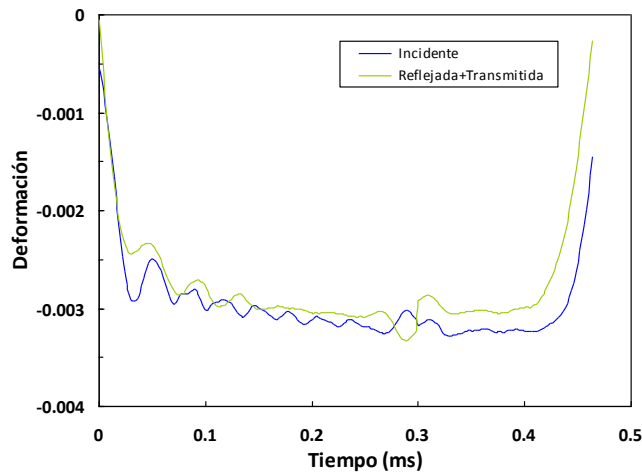


Figura 4.29 Comparación entre la onda incidente y la suma de las ondas reflejada y transmitida para la Alporas corregidas con el coeficiente de propagación $\gamma(\omega)$ obtenido a la presión de 1 bar

4.6. Corrección de la dispersión y la atenuación de ondas registradas en ensayos reales

4.6.1. Obtención del coeficiente de propagación

La aplicación del método de Bacon requiere ensayos semejantes al mostrado en el esquema de la figura 3.5 y 3.6. Por eso se han realizado varios ensayos en vacío en la SHPB, es decir, sin barra transmisora. Con el objetivo de generar un único pulso que se reflejara a través de la barra. Estos ensayos se han realizado con un percutor de 330 mm a dos valores de presión: 1 y 1,5 bar y en ellos se ha hecho el registro de la señal en la barra incidente, que incluye las ondas incidente y reflejada, tal y como se puede ver en las figuras 4.30 y 4.31.

Con ayuda del programa MATLAB se elaboró un código para el cálculo del coeficiente de propagación $\gamma(\omega)$ y sus componentes con ayuda de la expresión 2.26. Además del número de onda $k(\omega)$ y el coeficiente de atenuación $\alpha(\omega)$.

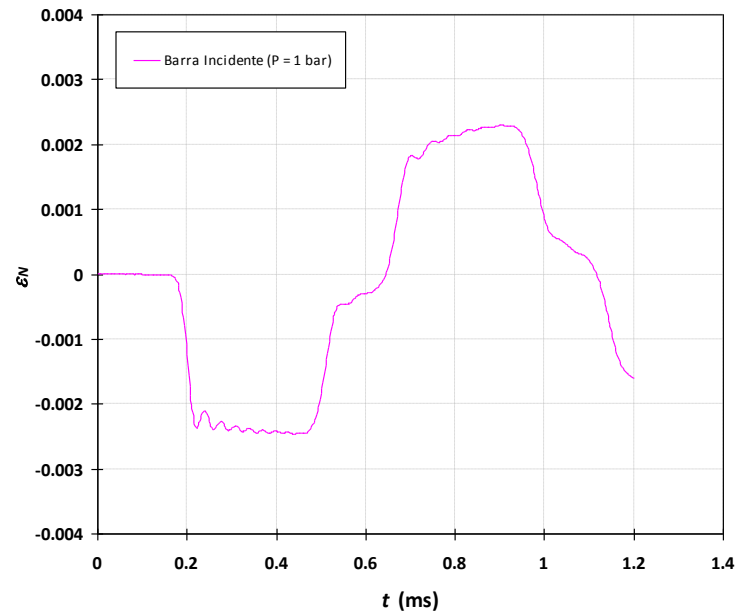


Figura 4.30 Señal registrada en ensayo en vacío en SHPB a una presión de 1 bar

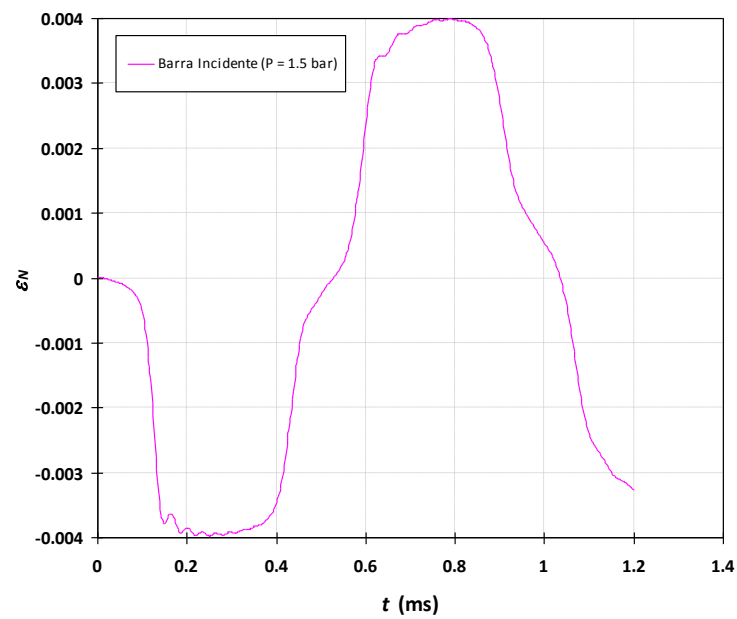


Figura 4.31 Señal registrada en ensayo en vacío en SHPB a una presión de 1,5 bar

Las siguientes figuras muestran el coeficiente de atenuación $\alpha(\omega)$ obtenido para ambos ensayos con un percutor de 330 mm a 1 y 1,5 bar respectivamente.

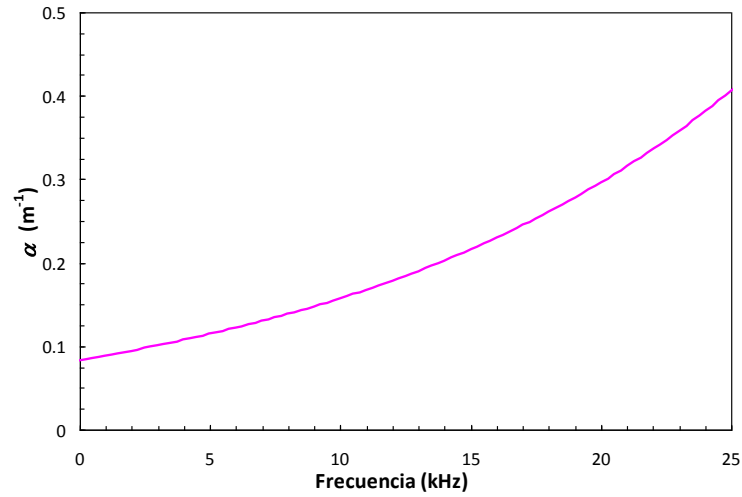


Figura 4.32 Coeficiente de atenuación $\alpha(\omega)$ obtenido para un ensayo en vacío en SHPB a una presión de 1 bar

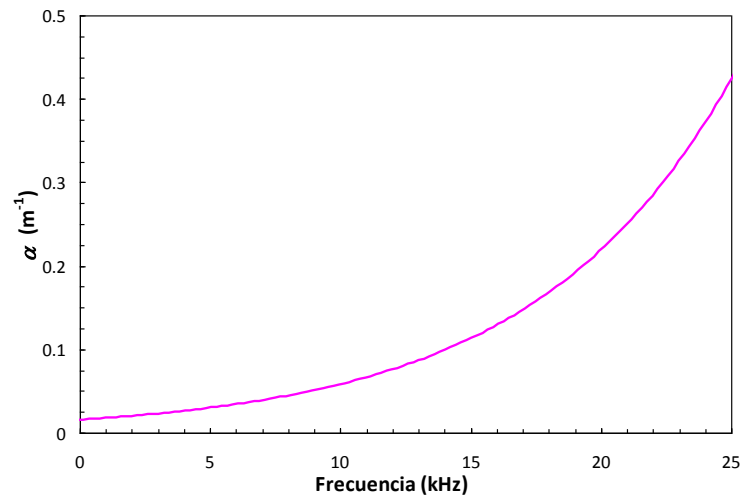


Figura 4.33 Coeficiente de atenuación $\alpha(\omega)$ obtenido para un ensayo en vacío en SHPB a una presión de 1,5 bar

4.6.2. Obtención de la relación $\sigma_N - \varepsilon_N$ corregidas

Procesando las ondas transmitida y reflejada con las correcciones realizadas, se han obtenido las curvas dinámicas tensión nominal-deformación nominal ($\sigma_N - \varepsilon_N$) de una probeta de Alporas 10% mostradas en las figuras 4.34 y 4.35, en las cuales, además se comparan estas con la curva $\sigma_N - \varepsilon_N$ obtenida a partir de las ondas sin corrección.

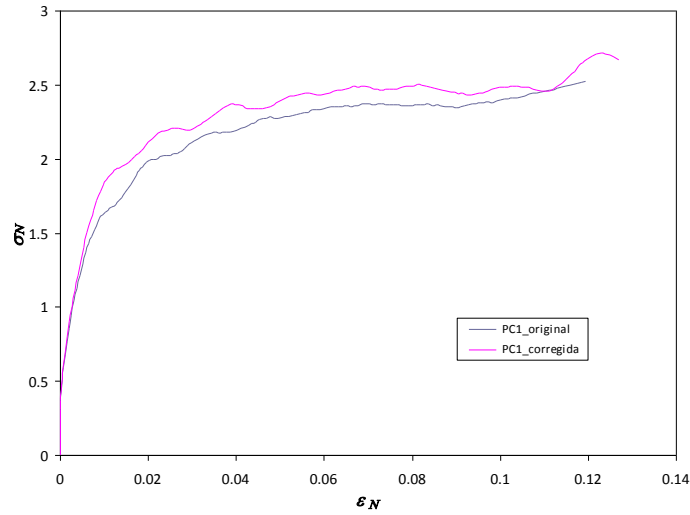


Figura 4.34 Curvas $\sigma_N - \varepsilon_N$ obtenidas para una probeta cilíndrica de Alporas 10% a 500 s^{-1} , usando la onda original (sin corregir) y la corregida con el coeficiente de propagación $\gamma(\omega)$ obtenido a 1 bar

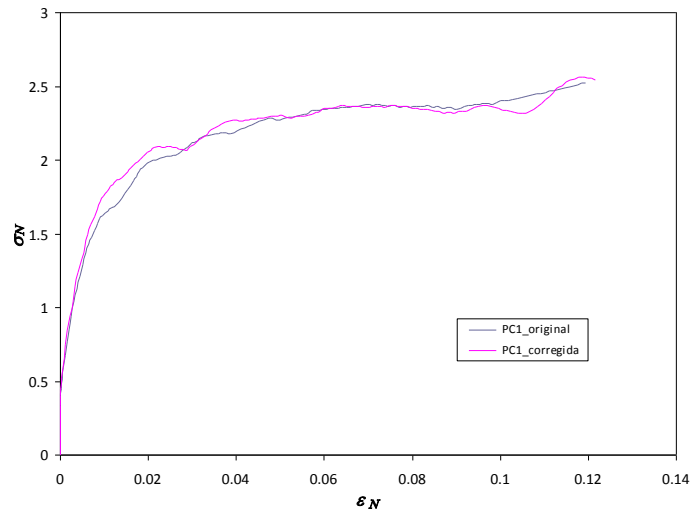


Figura 4.35 Curvas $\sigma_N - \varepsilon_N$ obtenidas para una probeta cilíndrica de Alporas 10% a 500 s^{-1} , usando la onda original (sin corregir) y la corregida con el coeficiente de propagación $\gamma(\omega)$ obtenido a 1,5 bar

En las figuras 4.34 y 4.35 se puede observar que la corrección de las ondas implica un ligero incremento de la tensión en la curva ($\sigma_N - \varepsilon_N$) y que aparece una pequeña oscilación superpuesta, debida posiblemente a la definición numérica del período de las ondas y del instante en que éstas se inician. Lifshitz y Leber, han reportado la dificultad de determinar el inicio del pulso y de la velocidad de la onda a partir de registros efectuados en los ensayos. Además, han demostrado que la curva ($\sigma_N - \varepsilon_N$) es muy sensible a pequeñas desviaciones en ambos parámetros.

5. Otras aplicaciones

La utilización de materiales como la espuma de aluminio está, en la actualidad, en constante crecimiento. Factores como la baja densidad y una alta energía absorbida por el impacto, hacen que este tipo de material se oriente sobre todo a la industria del transporte, ya sean la industria ferroviaria, aeronáutica naval o automovilística. En estas industrias, las estructuras que soportan los impactos están actualmente hechas con materiales compuestos de tipo laminado. La necesidad de que absorban por deformación la mayor cantidad de energía ha llevado a considerar la posibilidad de sustituir los laminados por sándwich (u otras estructuras) fabricados con espumas metálicas.

El autor del presente P.F.C. participó en un Proyecto de Investigación cuyo objetivo general era analizar la aplicabilidad de las espumas metálicas en estructuras aeronáuticas, en cuanto que son materiales que presentan una gran capacidad de absorción de energía por deformación plástica. El proyecto incluyó la caracterización mecánica en condiciones cuasi-estáticas y dinámicas de las espumas y el estudio numérico de su aplicación a una estructura aeronáutica.

Inicialmente, la estructura seleccionada fue la estructura de soporte de la cabina de pasajeros (figura 5.1). Por estar constituida, principalmente por elementos lineales, el estudio de esta estructura requería el análisis del comportamiento mecánico de elementos tubulares rellenos de espuma llegando a la definición de un modelo analítico de barra equivalente.



Figura 5.1 Estructura de soporte de la cabina de pasajeros

Finalmente se decidió analizar las cuadernas de refuerzo del borde de ataque de un ala de avión, estructuras que han de soportar la acción denominada “golpe de pájaro” mostrado en la figura 5.2.



Figura 5.2 Ala impactada

La idea desarrollada fue añadir al borde de ataque una capa de espuma de aluminio con el objetivo de evitar un deterioro total de las alas producidas por el impacto de pájaro. Para analizar su viabilidad se elaboró un detallado modelo numérico de la estructura sobre el que se superpusieron diferentes configuraciones de láminas de espuma.

La figura 5.3 muestra el refuerzo de espuma de aluminio que se está estudiando añadir a las alas de avión. El elemento resaltado en rojo es uno de los refuerzos de espuma de aluminio situado entre las costillas del ala del avión. Con ayuda del programa ABAQUS, se están realizando ensayos numéricos para determinar la eficacia de este tipo de materiales bajo unas determinadas condiciones de carga.

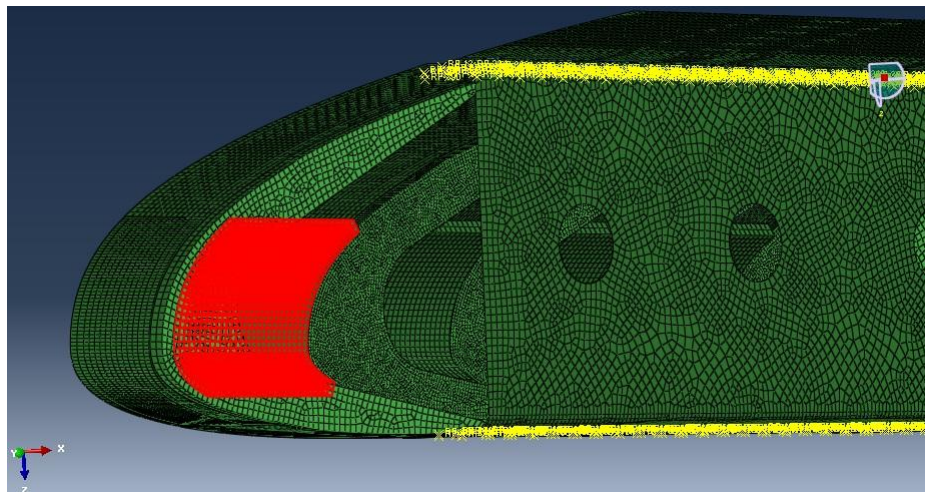


Figura 5.3 Representación de una capa de espuma de aluminio en el borde de ataque del ala de avión mediante ABAQUS.

En el modelo numérico de la espuma se utilizó la gráfica tensión-deformación corregida que se obtuvo como resultado de este P.F.C. (capítulo 4).

En el análisis del impacto de pájaro sobre el frente de ataque participó el autor de este P.F.C. con una beca del Departamento de Mecánica de Medios Continuos y Teoría de Estructuras.

6. Conclusiones

Sobre el código desarrollado

Se ha desarrollado un código para el tratamiento de los datos registrados en un ensayo en Barra Hopkinson y que implementa el método de Bacon. El código está escrito en un lenguaje de programación sencillo (MATLAB) y puede ser comprendido y modificado por un usuario no experto.

Al haberse trabajado con 3 módulos separados, se pueden utilizar los resultados del primer módulo, encargado de obtener el coeficiente de propagación del material, para utilizarlo en programas diferentes. Mientras se mantengan las barras utilizadas en los ensayos, no será necesario obtener de nuevo el coeficiente de propagación del material.

Sobre la aplicabilidad práctica del método de Bacon

Uno de los problemas que se encontraron a la hora de aplicar el método de Bacon surgió a la hora de registrar las ondas. Las galgas extensométricas tienen que estar posicionadas de tal forma que se evite el solape de las ondas registradas. En el proyecto se ha mostrado que este punto es muy importante para el correcto registro de las ondas.

Este solape puede evitarse, utilizando un proyectil más pequeño.

Sobre los aspectos prácticos del procedimiento de corrección de la dispersión y la atenuación

Coincidiendo con otros autores, se ha encontrado que el punto de inicio de la onda, es un factor determinante en la corrección realizada mediante el método de Bacon; la curva σ - ϵ es extremadamente sensible a la onda utilizada.

La nube de puntos registrados que se selecciona como onda es, también un factor determinante. Si se consideran menos puntos que los de su longitud teórica, se reduce el ruido (oscilaciones superpuestas).

Aumentar el rango de frecuencias de muestreo no produce ninguna mejora sobre el resultado final.

Eliminando en $\alpha(\omega)$ el punto (frecuencia) correspondiente a una oscilación superpuesta, posibilita reducir la amplitud de esta oscilación.

Dentro del intervalo de velocidades de deformación considerado, el coeficiente de propagación es independiente de la velocidad de deformación alcanzada en el ensayo realizado para obtenerlo.

Sobre la “calidad” de la corrección

La aplicación del método de Bacon consigue que la gráfica σ - ε corregida se encuentre por encima de la gráfica sin corregir, es decir que corrige el efecto de la atenuación.

También permite suavizar las oscilaciones superpuestas, es decir, que corrige aunque parcialmente, el efecto de la dispersión.

7. Trabajos futuros

Como resultado de los estudios realizados ha surgido la conveniencia de profundizar en los siguientes aspectos.

- Influencia del punto de comienzo de la onda en el coeficiente de propagación deducido mediante el método de Bacon.
- Influencia de la longitud de la onda en el coeficiente de propagación deducido mediante el método de Bacon.

Se pretende, además:

- Desarrollar el programa en Matlab creando una interfaz más intuitiva y fácil de utilizar, por ejemplo, seleccionando el archivo de datos de entrada, donde se encuentren almacenadas las ondas de los ensayos en vacío y con probeta.
- Comunicar el código Matlab, con el que se realizan los cálculos, con el la herramienta KaelidaGraph con el que se integra la onda transmitida.

Anexo

- Programa “vacío”:

```
%Obtiene el coeficiente de propagación a partir de un ensayo en vacío.
%d es la distancia entre la posición de la galga y el extremo libre de
la
%barra.
%n es el tamaño de la longitud de la onda.
clear all
d=0.5;
n=150;
[tiv eiv trv erv]=datos(1,n);
[w I]=fourier2(tiv,eiv);
[w J]=fourier2(trv,erv);
[alfa disp]=gamma2(I,J,d);
[Ii Jr]=correccion(I,J,alfa,disp,d);
Ii=Ii(1:length(eiv));
Jr=Jr(1:length(eiv));
f=w/(2*pi);
```

- Función “datos”:

```
function [ti ei tr er]=datos(i,n)
%[ti ei tr er]=datos(i,n)
%Función que recoge las ondas y hace que comiencen en el mismo punto.
Esta
%función funciona correctamente y además recoge unas ondas muy buenas.
%Utilizar siempre para probar resultados.
numi=xlsread('PB1','IncidenteV');
numr=xlsread('PB1','ReflejadaV');
numi=numi(i:i+n-1,:);
numr=numr(i:i+n-1,:);
er=numr(:,2)*1e-6;
tr=numr(:,1);
tr=tr(:)-tr(1);
ei=numi(:,2)*1e-6;
ti=numi(:,1);
ti=ti(:)-ti(1);
```

- Función “fourier2”:

```
function [w F]=fourier2(t,e)
%[w F]=fourier(t,e);
%Función que devuelve la transformada de Fourier de una serie de
datos.
n=nextpow2(length(e));
F=fft(e,2^n);
F=F/length(F);
dt=t(2)-t(1);
ws=2*pi/dt;
N=length(F);
w0=ws/N;
w=(0:N-1)*w0;
w=w';
```

- Función “gamma2”:

```
function [x y]=gamma2(P,N,d)
%[x y]=gamma2(P,N,d)
%Función que se encarga de obtener las componentes del coeficiente de
%propagación
num=-(1/(2*d))*log(-N./P);
mod=abs(num);
k1=phase(num);
k2=unwrap(k1);
x=mod.*cos(k2);
y=mod.*sin(k2);
```

- Función “corrección”:

```
function [Ei Er]=correccion(P,N,alfa,disp,d)
%[Ei Er]=correccion(P,N,alfa,disp,d);
%Función encargada de realizar la corrección de Bacon a partir del
%coeficiente de propagación obtenido con la función gamma2. Además
realiza
%también la transformada inversa de Fourier para, finalmente devolver
las
%ondas corregidas como variable de salida.
in=P.*exp(-complex(alfa,disp)*d);
ref=N.*exp(-complex(alfa,disp)*-d);
Ei=ifft(in)*length(in);
Er=ifft(ref)*length(ref);
Ei=real(Ei);
Er=real(Er);
```

- Programa “ensayo”:

```
%Realiza la corrección del ensayo de Bacon a un material
viscoelástico.
%Representa la curva tensión-deformación a partir de la onda reflejada
y la
%transmitida.
[ti ei tr er tt et]=datos2(1,n);
[wi EI]=fourier2(ti,ei);
[wr ER]=fourier2(tr,er);
[wt ET]=fourier2(tt,et);
[EI ER ET]=correccion3(EI,ER,ET,alfa,disp,d);
EI=EI(1:length(ei));
ER=ER(1:length(er));
ET=ET(1:length(et));
wi=wi(1:length(ei));
wr=wr(1:length(er));
wt=wt(1:length(et));
TR=tr(1:length(tr));
xlswrite('Librol', [TR ER], 'Hojal');
disp('Copiar los datos que aparecen en la Hoja1 del archivo
"Librol.xls" en el programa KaleidaGraph. ');
disp('El resultado que te devuelva el programa, copiarlo en la Hoja2
de ese mismo archivo de excel. ');
disp('Guardar y cerrar el archivo de Excel y cargar el programa 7');
```

- Función “datos2”:

```
function [ti ei tr er tt et]=datos2(i,n)
%[ti ei tr er tt et]=datos2(i,n)
%Función encargada de leer las ondas a partir del fichero Excel que se
%defina y las prepara para ser utilizadas en el programa "ensayo".
numi=xlsread('PB1','Incidente');
numr=xlsread('PB1','Reflejada');
numt=xlsread('PB1','Transmitida');
numi=numi(i:i+n-1,:);
numr=numr(i:i-1+n,:);
numt=numt(i:i-1+n,:);
ei=numi(:,2)*1e-6;
er=numr(:,2)*1e-6;
et=numt(:,2)*1e-6;
ti=numi(:,1);
ti=ti(:)-ti(1);
tr=numr(:,1);
tr=tr(:)-tr(1);
tt=numt(:,1);
tt=tt(:)-tt(1);
```

- Función “correccion3”:

```
function [Ei Er Et]=correccion3(P,N,M,alfa,disp,d)
%[Ei Er]=correccion(P,N,M,alfa,disp,d);
%Función encargada de realizar la corrección de Bacon a partir del
%coeficiente de propagación obtenido en el programa "vacío". Además
realiza
%también la transformada inversa de Fourier para, finalmente devolver
las
%ondas corregidas como variable de salida.
in=P.*exp(-complex(alfa,disp)*d);
ref=N.*exp(-complex(alfa,disp)*-d);
trans=M.*exp(-complex(alfa,disp)*-d);
Ei=ifft(in)*length(in);
Er=ifft(ref)*length(ref);
Et=ifft(trans)*length(trans);
Ei=real(Ei);
Er=real(Er);
Et=real(Et);
```

- Programa “resultado”:

```
%Para que este programa funcione correctamente, será necesario copiar
la
%integral devuelta por el programa KaleidaGraph en la hoja2 del
archivo
%excel Libro1.xls
inter=xlsread('Libro1.xls','Hoja2');
E=5.7e9;
c0=sqrt(E/1190);
defn=2*c0/(26.3e-3)*inter;
sigman=-E*(32e-3/2)^2/((25.5e-3/2)^2)*real(ET);
sigman=sigman(1:min(length(sigman),length(defn)),1);
defn=defn(1:min(length(sigman),length(defn)),1);
sigma=sigman.*(1+defn);
def=log(1+defn);
```

```
plot(def,sigma);  
title('Tensión-Deformación');  
ylabel('Tensión (Pa)');  
xlabel('Deformación');
```

Referencias bibliográficas

- Bacon, C., "An experimental method for considering dispersion and attenuation in a viscoelastic Hopkinson Bar." *Experimental Mechanics* 38 (4), 242-249 (1998).
- Tan, P. J. et al., "Dynamic compressive strength properties of aluminium foams. Part I – experimental data and observations." *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 53 2174-2205 (2005).
- Zhao, H. et al., "On the use of a viscoelastic Split Hopkinson Pressure Bar." *Int. J. Impact Engng* Vol. 19, No 4 319-330 (1997).
- Cheng, Z. Q. et al., "Wave dispersion and attenuation in viscoelastic Split Hopkinson Pressure Bar" *Shock and Vibrations* 5 307-315 (1998).
- Bussac, M. N. et al., "An optimization method for separating and rebuilding one-dimensional dispersive waves from multi-point measurements. Application to elastic or viscoelastic bars." *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 50 321-349 (2002).
- Gama, Lopatnikov, Gillespie Jr. "Hopkinson bar experimental technique: A critical review." *Appl Mech Rev* Vol 57 No 4 223-250 (2004).
- Rodríguez Pérez, Jesús, "Análisis y desarrollo de metodologías para la obtención de propiedades mecánicas de materiales a altas velocidades de deformación y a alta temperatura". Departamento de Física de Materiales. Universidad Complutense de Madrid (1993).
- Irausquín Castro, Ignacio, "Caracterización dinámica de espumas metálicas y su aplicación en sistemas de absorción de energía". Departamento de Mecánica de Medios Continuos y Teoría de Estructuras. Universidad Carlos III de Madrid (2012).
- Martínez de Marigorta Tejera, Ignacio, "Tratamiento de datos de ensayos dinámicos en barra Hopkinson". Departamento de Mecánica de Medios Continuos y Teoría de Estructuras. Universidad Carlos III de Madrid.